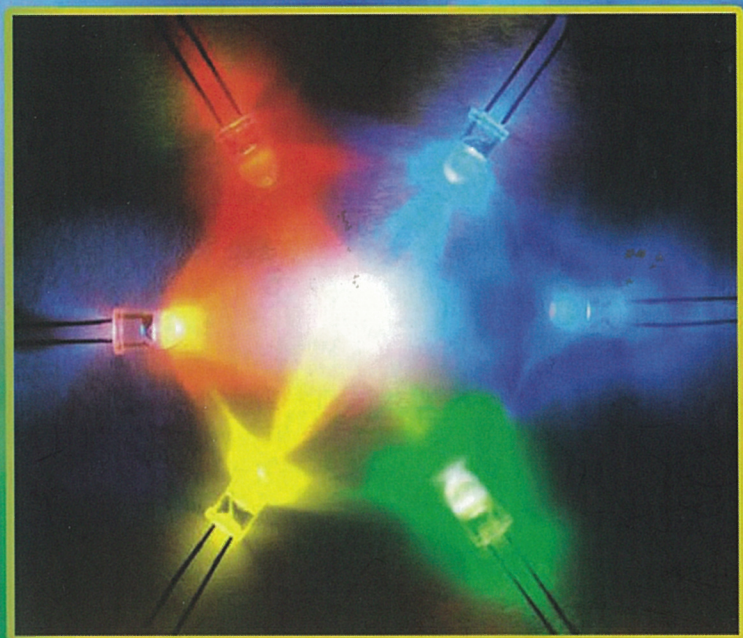


Ф. Е. ШУБЕРТ

# СВЕТОДИОДЫ



УДК 621:382  
ББК 22.379  
Ш 95

Шуберт Ф. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. — 2-е изд. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 496 с. — ISBN 978-5-9221-0851-5.

Второе, исправленное и существенно дополненное издание монографии Ф. Шуберта предлагает полное изложение технологии и физики светодиодов на основе полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$  для видимой, инфракрасной и ультрафиолетовой областей спектра, а также для светодиодов белого свечения. Рассмотрены основные электрические и оптические явления и в связи с ними проанализированы характеристики современных светодиодов. Представлены новые материалы для светодиодов, в частности нитриды металлов III группы, конструкции и отражатели для вывода излучения, ультрафиолетовые светодиоды. Показаны зависимости спектров и эффективности от температуры, динамика излучательной и безызлучательной рекомбинации, предельные мощности излучения, резонаторы. Изложены свойства светодиодов белого свечения, люминофоров для преобразования спектров и проблемы применения светодиодов для общего освещения.

Книга представляет интерес для исследователей, аспирантов и студентов, специализирующихся в физике полупроводников, электронике, оптике, электротехнике, светотехнике, технологии материалов; инженеров и конструкторов электронной, оптической и светотехнической аппаратуры и студентов соответствующих специальностей.

ISBN 978-5-9221-0851-5

© ФИЗМАТЛИТ, 2008

© Ф. Шуберт, 2008

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода . . . . .	10
Предисловие автора к русскому изданию . . . . .	13
Предисловие издательства «Cambridge University Press» . . . . .	14
Предисловие автора . . . . .	16
<b>Глава 1. История создания светодиодов . . . . .</b>	<b>18</b>
1.1. История создания светодиодов на основе SiC . . . . .	18
1.2. История создания светодиодов красного и инфракрасного свечения из GaAs и AlGaAs . . . . .	21
1.3. История создания светодиодов из GaAsP . . . . .	26
1.4. История создания светодиодов из GaAsP и GaP, легированных оптически активными примесями . . . . .	28
1.5. История создания светодиодов из GaN . . . . .	33
1.6. История создания светодиодов голубого, зеленого и белого свечения на основе <i>p-n</i> -переходов в InGaN . . . . .	36
1.7. История создания светодиодов видимого диапазона оптического спектра из AlInGaP . . . . .	38
1.8. Новые области применения светодиодов . . . . .	40
Библиографический список . . . . .	42
<b>Глава 2. Излучательная и безызлучательная рекомбинация . . . . .</b>	<b>50</b>
2.1. Излучательная рекомбинация пар электрон-дырка . . . . .	50
2.2. Излучательная рекомбинация при низком уровне возбуждения . . . . .	51
2.3. Излучательная рекомбинация при высоком уровне возбуждения . . . . .	54
2.4. Уравнение скорости бимолекулярной рекомбинации для структур с квантовыми ямами . . . . .	56
2.5. Затухание люминесценции . . . . .	56
2.6. Безызлучательная рекомбинация в объеме материала . . . . .	58
2.7. Безызлучательная рекомбинация на поверхности полупроводника . . . . .	64
2.8. Конкуренция между излучательной и безызлучательной рекомбинацией . . . . .	67
Библиографический список . . . . .	69
<b>Глава 3. Модели излучательной рекомбинации . . . . .</b>	<b>71</b>
3.1. Квантово-механическая модель рекомбинации . . . . .	71

3.2. Модель Ван Росбрука–Шокли . . . . .	74
3.3. Зависимость рекомбинации от температуры и легирования . . . . .	77
3.4. Модель Эйнштейна . . . . .	80
Библиографический список . . . . .	81
<b>Глава 4. Электрические свойства светодиодов . . . . .</b>	<b>83</b>
4.1. Вольтамперные характеристики светодиодов . . . . .	83
4.2. Отклонения от идеальных вольтамперных характеристик . . . . .	87
4.3. Оценка величины паразитных сопротивлений диода . . . . .	92
4.4. Энергия излучения . . . . .	94
4.5. Распределение носителей в гомогенных <i>p-n</i> -переходах . . . . .	94
4.6. Распределение носителей в <i>p-n</i> -гетеропереходах . . . . .	95
4.7. Влияние гетеропереходов на сопротивление устройств . . . . .	96
4.8. Потери носителей в двойных гетероструктурах . . . . .	100
4.9. Избыточная концентрация носителей в активной области двойных гетероструктур . . . . .	103
4.10. Ограничивающие слои . . . . .	107
4.11. Напряжение на диоде . . . . .	108
Библиографический список . . . . .	111
<b>Глава 5. Оптические характеристики светодиодов . . . . .</b>	<b>112</b>
5.1. Внутренний и внешний квантовый выход излучения, коэффициент полезного действия (к. п. д.) . . . . .	112
5.2. Спектр излучения . . . . .	113
5.3. Угол вывода излучения . . . . .	117
5.4. Пространственное распределение излучения (диаграммы направленности) светодиодов . . . . .	119
5.5. Ламбертовское распределение излучения . . . . .	120
5.6. Светодиоды с корпусами из эпоксидной смолы . . . . .	123
5.7. Температурная зависимость интенсивности излучения . . . . .	125
Библиографический список . . . . .	126
<b>Глава 6. Температура <i>p-n</i>-перехода и температура носителей тока . . . . .</b>	<b>127</b>
6.1. Температура носителей и наклон спектральной характеристики в области высоких энергий . . . . .	128
6.2. Температура перехода и длина волны в максимуме спектра излучения . . . . .	129
6.3. Теоретическое обоснование зависимости прямого напряжения светодиода от температуры . . . . .	131
6.4. Измерение температуры перехода по прямому напряжению . . . . .	135
6.5. Схемы питания и управления светодиодами . . . . .	136
Библиографический список . . . . .	139

<b>Глава 7. Светодиоды с высоким внутренним квантовым выходом излучения . . . . .</b>	<b>142</b>
7.1. Двойные гетероструктуры . . . . .	142
7.2. Легирование активной области . . . . .	144
7.3. Положение <i>p-n</i> -перехода . . . . .	147
7.4. Легирование барьерных слоев . . . . .	148
7.5. Безызлучательная рекомбинация . . . . .	152
7.6. Согласование параметров кристаллических решеток . . . . .	152
Библиографический список . . . . .	156
<b>Глава 8. Управление током . . . . .</b>	<b>158</b>
8.1. Слой растекания тока . . . . .	158
8.2. Теория растекания тока . . . . .	164
8.3. Влияние ограничения тока в светодиодах на изолирующих подложках . . . . .	167
8.4. Структуры с поперечной инжекцией носителей тока . . . . .	172
8.5. Слой, ограничивающий ток . . . . .	173
Библиографический список . . . . .	175
<b>Глава 9. Структуры с высоким коэффициентом оптического вывода . . . . .</b>	<b>177</b>
9.1. Поглощение полупроводниками излучения с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны . . . . .	177
9.2. Двойные гетероструктуры . . . . .	181
9.3. Светодиоды с кристаллами разной геометрии . . . . .	182
9.4. Применение полупроводников с текстурированной поверхностью . . . . .	187
9.5. Применение контактов разной геометрической формы . . . . .	190
9.6. Технология выращивания светодиодов на прозрачных подложках . . . . .	191
9.7. Антиотражающие оптические покрытия . . . . .	193
9.8. Монтаж светодиодов методом перевернутых кристаллов . . . . .	194
Библиографический список . . . . .	195
<b>Глава 10. Отражатели . . . . .</b>	<b>199</b>
10.1. Металлические отражатели, отражающие и прозрачные контакты . . . . .	200
10.2. Зеркала на основе полного внутреннего отражения . . . . .	204
10.3. Распределенные зеркала Брэгга . . . . .	206
10.4. Отражатели с круговой направленностью . . . . .	219
10.5. Зеркальные и диффузные отражатели . . . . .	223
Библиографический список . . . . .	228
<b>Глава 11. Корпуса для светодиодов малой и большой мощности . . . . .</b>	<b>232</b>
11.1. Защита от электростатических разрядов . . . . .	235
11.2. Тепловое сопротивление корпусов светодиодов . . . . .	237

11.3. Химический состав материалов для корпусов светодиодов . . . . .	237
11.4. Улучшенные структуры корпусов светодиодов . . . . .	241
Библиографический список . . . . .	242
<b>Глава 12. Светодиоды видимого спектра . . . . .</b>	<b>244</b>
12.1. Светодиоды на основе твердых растворов GaAsP, GaP, GaAsP:N и GaP:N . . . . .	244
12.2. Светодиоды на основе AlGaAs/GaAs . . . . .	250
12.3. Светодиоды на основе AlInGaP/GaAs . . . . .	253
12.4. Светодиоды на основе InGaN . . . . .	256
12.5. Основные характеристики сверхъярких светодиодов . . . . .	257
12.6. Оптические характеристики сверхъярких светодиодов . . . . .	261
12.7. Электрические характеристики сверхъярких светодиодов . . . . .	263
Библиографический список . . . . .	265
<b>Глава 13. Твердые растворы AlInGaN и источники ультрафиолетового излучения на их основе . . . . .</b>	<b>270</b>
13.1. Спектры ультрафиолетового излучения . . . . .	270
13.2. Ширина запрещенной зоны твердых растворов AlInGaN . . . . .	271
13.3. Поляризационные эффекты в нитридах III группы . . . . .	272
13.4. Активация примесей в нитридах III группы . . . . .	275
13.5. Дислокации в нитридах III группы . . . . .	276
13.6. УФ-светодиоды, излучающие на длинах волн больше 360 нм . . . . .	280
13.7. УФ-светодиоды, излучающие на длинах волн меньше 360 нм . . . . .	283
Библиографический список . . . . .	287
<b>Глава 14. Спонтанное излучение в резонаторах . . . . .</b>	<b>292</b>
14.1. Разновидности спонтанного излучения . . . . .	292
14.2. Резонаторы типа Фабри–Перо . . . . .	294
14.3. Плотность оптических мод в одномерном резонаторе . . . . .	297
14.4. Спектральные характеристики усиления излучения . . . . .	301
14.5. Интегральные характеристики усиления излучения . . . . .	302
14.6. Экспериментальные данные об усилении излучения и его угловая зависимость . . . . .	304
Библиографический список . . . . .	307
<b>Глава 15. Светодиоды с резонатором . . . . .</b>	<b>310</b>
15.1. Введение и исторические сведения . . . . .	310
15.2. Проектирование светодиодов с резонатором . . . . .	312
15.3. Светодиоды с резонатором InGaAs/GaAs с длиной волны излучения 930 нм . . . . .	316
15.4. Светодиоды на основе AlInGaP/GaAs с резонатором, излучающие на длине волны 650 нм . . . . .	322
15.5. Светодиоды большой площади с переизлучением фотонов . . . . .	325

15.6. Беспороговые лазеры . . . . .	327
15.7. Другие светодиоды с резонатором . . . . .	329
15.8. Другие оригинальные излучатели с ограничением фотонов . . . . .	330
Библиографический список . . . . .	331
<b>Глава 16. Чувствительность человеческого глаза и фотометрические характеристики . . . . .</b>	<b>334</b>
16.1. Рецепторы человеческого глаза . . . . .	334
16.2. Основные радиометрические и фотометрические единицы . . . . .	336
16.3. Функция чувствительности человеческого глаза . . . . .	340
16.4. Цвета квазимонохроматических источников излучения . . . . .	343
16.5. Световая эффективность и световая отдача . . . . .	344
16.6. Яркость и линейность восприятия света системой человеческого зрения . . . . .	346
16.7. Циркадный ритм и циркадная чувствительность . . . . .	348
Библиографический список . . . . .	349
Приложение 16.П1. Фотопическая функция человеческого глаза . . . . .	351
Приложение 16.П2. Скотопическая функция человеческого глаза . . . . .	352
<b>Глава 17. Колориметрия . . . . .</b>	<b>353</b>
17.1. Функции согласования цвета и цветовая диаграмма . . . . .	353
17.2. Чистота цвета . . . . .	361
17.3. Координаты цветности светодиодов . . . . .	363
17.4. Взаимосвязь между цветностью и цветом . . . . .	364
Библиографический список . . . . .	364
Приложение 17.П1 Цветовая диаграмма МКО 1931 г. . . . .	366
Приложение 17.П2 Цветовая диаграмма МКО 1978 г. . . . .	367
<b>Глава 18. Закон излучения Планка и цветовая температура . . . . .</b>	<b>368</b>
18.1. Спектр излучения Солнца . . . . .	368
18.2. Спектр излучения абсолютно черного тела — излучателя Планка . . . . .	368
18.3. Цветовая температура и коррелированная цветовая температура . . . . .	370
Библиографический список . . . . .	373
Приложение 18.П. Цветовая температура и координаты цветности абсолютно черного тела на цветовых диаграммах МКО 1931 г. и 1976 г. . . . .	375
<b>Глава 19. Смещение цветов и цветопередача . . . . .</b>	<b>376</b>
19.1. Аддитивное смещение цветов . . . . .	376
19.2. Цветопередача . . . . .	379
19.3. Индекс цветопередачи для излучателей, расположенных на кривой Планка . . . . .	386
19.4. Индексы цветопередачи для источников света, расположенных вне кривой Планка . . . . .	387

Библиографический список . . . . .	390
Приложение 19.П1 Отражательная способность эталонных цветов	391
Приложение 19.П2 Отражательная способность эталонных цветов	393
<b>Глава 20. Источники белого света на основе светодиодов . . . . .</b>	<b>395</b>
20.1. Создание белого света при помощи светодиодов . . . . .	395
20.2. Создание белого света при помощи двухцветных источников . . . . .	396
20.3. Создание белого света с помощью трех разноцветных источников	401
20.4. Температурная зависимость трехцветных источников белого света, созданных на основе светодиодов . . . . .	404
20.5. Четырех- и пятицветные источники белого света . . . . .	409
Библиографический список . . . . .	410
<b>Глава 21. Источники белого света на основе преобразователей длины волны . . . . .</b>	<b>412</b>
21.1. Эффективность материалов, используемых для преобразования длин волн . . . . .	413
21.2. Материалы для преобразователей длины волны . . . . .	415
21.3. Люминофоры . . . . .	417
21.4. Светодиоды белого свечения на основе люминофоров . . . . .	419
21.5. Пространственное расположение люминофора . . . . .	422
21.6. Светодиоды белого свечения на основе УФ кристаллов с люминофором . . . . .	425
21.7. Светодиоды белого свечения на основе полупроводниковых преобразователей (PRS-LED). . . . .	426
21.8. Расчет отношения интенсивностей излучения в светодиоде с перепоглощением фотонов . . . . .	427
21.9. Расчет световой отдачи светодиода с перепоглощением фотонов . . . . .	429
21.10. Спектр излучения светодиода с перепоглощением фотонов . . . . .	430
21.11. Светодиоды белого свечения на основе красителей . . . . .	432
Библиографический список . . . . .	432
<b>Глава 22. Волоконно-оптические системы связи . . . . .</b>	<b>436</b>
22.1. Типы оптических волокон . . . . .	436
22.2. Спектр затухания излучения в кварцевых и полимерных волокнах	438
22.3. Межмодовая дисперсия в оптических волокнах . . . . .	439
22.4. Хроматическая дисперсия в оптических волокнах . . . . .	442
22.5. Числовая апертура оптических волокон . . . . .	444
22.6. Соединение светодиода с оптическим волокном при помощи линз	446
22.7. Беспроводные оптические системы связи . . . . .	448
Библиографический список . . . . .	450
<b>Глава 23. Светодиоды в системах связи . . . . .</b>	<b>452</b>
23.1. Светодиоды в беспроводных системах связи . . . . .	452

23.2. Светодиоды в волоконно-оптических системах связи . . . . .	453
23.3. Поверхностно-излучающие светодиоды Барраса, работающие на длине волны 870 нм . . . . .	453
23.4. Поверхностно-излучающие светодиоды, работающие на длине волны 1300 нм . . . . .	455
23.5. Светодиоды для систем связи, работающие на длине волны 650 нм	457
23.6. Суперлюминесцентные светодиоды с торцевым излучением . . . . .	459
Библиографический список . . . . .	463
<b>Глава 24. Динамические характеристики светодиодов . . . . .</b>	<b>464</b>
24.1. Время нарастания и спада сигналов, частота по уровню 3 дБ и полоса пропускания в теории линейных цепей . . . . .	464
24.2. Время нарастания и спада оптического сигнала при большой емкости светодиодов . . . . .	466
24.3. Времена нарастания и спада оптических сигналов при малой емкости светодиодов . . . . .	467
24.4. Зависимость напряжения от времени спада и нарастания оптических сигналов . . . . .	469
24.5. Уход носителей из активной области . . . . .	470
24.6. Формирование тока . . . . .	471
24.7. Частота светодиода по уровню 3 дБ . . . . .	473
24.8. Глаз-диаграмма . . . . .	473
24.9. Время жизни носителей и частота по уровню 3 дБ . . . . .	474
Библиографический список . . . . .	476
Приложения . . . . .	477
Часто используемые обозначения . . . . .	477
Физические постоянные (константы) . . . . .	481
Свойства арсенидов $A^{III}B^V$ при комнатной температуре . . . . .	482
Свойства нитридов $A^{III}B^V$ при комнатной температуре . . . . .	483
Свойства фосфидов $A^{III}B^V$ при комнатной температуре . . . . .	484
Свойства Si и Ge при комнатной температуре . . . . .	485
Периодическая система элементов (основная) . . . . .	486
Периодическая система элементов (расширенная) . . . . .	487
Предметный указатель . . . . .	488

## Предисловие редактора перевода

Первая книга о светодиодах А. Берга и П. Дина вышла в 1976 г., а ее русский перевод — в 1979 г.<sup>1)</sup> Она подводила итоги почти 15 лет исследований и разработок полупроводниковых источников излучения — светодиодов и их промышленных применений. С тех пор о светодиодах были опубликованы тысячи журнальных статей и докладов на конференциях, сотни патентов, диссертаций и научных отчетов, десятки обзоров и брошюр, отдельных глав в учебных пособиях, но специальных монографий и учебных пособий не было. Предлагаемая читателю книга профессора Фреда Шуберта «Светодиоды» восполняет этот пробел. Второе издание этой книги, вышедшее на английском языке в 2006 г. через три года после первого издания, включает анализ работ по светодиодам вплоть до самого последнего времени, оно на треть обширнее первого издания. Это обусловлено бурным развитием физики и технологии светодиодов — важнейшего направления в современной полупроводниковой электронике и оптоэлектронике, широко применяющегося в промышленности и обещающего новые применения в недалеком будущем.

В физике и технике полупроводников в середине 90-х гг. XX в. произошёл прорыв благодаря созданию гетероструктур на основе нитрида галлия и близких к нему твердых растворов. Эффективные светодиоды, разработанные на основе этих материалов, перекрыли коротковолновую часть спектра — от ультрафиолетовой до желтой области. Одновременно существенно улучшилась эффективность светодиодов на основе гетероструктур из других полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$  — от желто-зеленой до ближней инфракрасной области. Светодиоды стали не только средствами сигнализации и передачи информации во всем спектральном диапазоне от ближней ультрафиолетовой до средней инфракрасной области, не только средствами местного и декоративного освещения, но и перспективными средствами общего освещения. То, что лишь предполагалось и казалось фантастикой будущего в предисловии редактора перевода к книге А. Берга и П. Дина, стало реальностью.

Своевременность появления книги Ф. Шуберта обусловлена еще и тем, что кроме исследователей и разработчиков, занимающихся ростом кристаллов и структур и конструирующих светодиоды, интерес к свето-

диодам стали проявлять широкие круги инженеров, разрабатывающих аппаратуру для оптоэлектроники и светотехники. Стало гораздо больше возможных читателей книги о светодиодах. В США, Японии, Китае, Западной Европе были приняты широкомасштабные национальные и целевые программы по проблеме светодиодного освещения. Светодиоды выпускаются сотнями миллионов штук в год. Световая отдача светодиодов белого свечения достигла значений 130–150 лм/Вт, т. е. почти на порядок превысила светотдачу ламп накаливания. Финансовые вложения в этом направлении составляют сотни миллионов долларов в год. Общий объем светодиодного рынка в мире в 2005 г. составил 4 млрд долл.; предполагается, что в 2010 г. он будет превышать 8 млрд долл.

Особенность книги в том, что Ф. Шуберт является профессором Политехнического Института Реннслауэра в Университете штата Нью-Йорк, и книга во многом носит учебный характер. Кроме того, автор проводил исследования в разных научных направлениях, и главы о светодиодах с резонаторами, о светодиодах с люминофорами, о применении светодиодов в волоконно-оптической связи содержат оригинальные результаты, еще ждущие практического использования.

Несмотря на все трудности последнего периода развития отечественной науки и техники, исследования и разработки по светодиодной тематике в России не прекращались. Развиваются работы по технологии эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе GaN и его твердых растворов. Исследуются свойства примесей, дефектов и дислокаций. Изучаются электрические и оптические свойства материалов и структур низкой размерности. Разработки эффективных светодиодов проводятся в промышленных фирмах, на основе как импортных чипов, так и собственных выращенных структур. Светодиоды широко применяются в разных областях светотехники. В России необходима координация научных исследований и технических разработок светодиодов в государственном масштабе. Светодиоды и устройства на их основе должны промышленно производиться в России так, чтобы быть конкурентными в современном мире. Поэтому можно выразить уверенность в том, что русское издание книги Ф. Шуберта найдет своего читателя.

При редактировании перевода мы избегали употребления термина «светоизлучающие диоды» и сокращения «СИД» как неблагозвучной дословной передачи английского термина «Light-Emitting Diodes» и сокращения «LED». Вместо этого использован термин «светодиоды», широко применяемый в русской научно-технической литературе; в некоторых случаях использовано сокращение СД. Подстрочные примечания сделаны редактором в тех случаях, когда необходимо указать учебную литературу на русском языке и когда надо упомянуть приоритетные отечественные публикации. Кроме того, даны ссылки на некоторые работы, опубликованные уже после выхода второго английского издания книги.

<sup>1)</sup> Берг А., Дин П. Светодиоды: пер. с англ. под ред. А. Э. Юновича. — М.: Мир, 1979. — 668 с.

Перевод выполнен Е. Л. Свинцовым и Ю. А. Заболотной, научно-техническая терминология переведена и частично отредактирована А. Н. Туркиным и С. С. Широковым.

Редактор выражает благодарность Р. И. Столяревской и О. Е. Нанию за консультации при переводе терминов по светотехнике и волоконно-оптической связи.

Особая благодарность автору — проф. Ф. Шуберту за содействие в работе над книгой.

А. Э. Юнович

Сентябрь 2007 г.

## Предисловие автора к русскому изданию

Светодиоды уже в настоящее время стали источниками света, которые производятся в промышленных масштабах для самых разных применений в светотехнике. Светодиоды эффективны, имеют малые размеры и длительный срок службы. Линейки и матрицы светодиодов излучают свет такой мощности, которая достаточна для освещения учреждений и улиц. Они также используются для цветной декоративной подсветки зданий.

Если свойства светодиодов будут полностью контролироваться, они станут гораздо более мощными, чем обычные источники света. Мы будем в недалеком будущем целенаправленно управлять такими свойствами светодиодов, как их спектр излучения, цветовая температура, угловая диаграмма, поляризация, временная модуляция. Светодиоды станут универсальными источниками света, превосходя в этом отношении все другие световые источники, которые известны человечеству.

Поэтому светодиоды являются одними из ключевых приборов в современном технологическом обществе. Чрезвычайно важно понимать явления, определяющие принципы действия светодиодов, производство приборов и их разнообразные применения. Очень важно уметь их делать.

Первое английское издание книги *Light-Emitting Diodes* (Светодиоды) появилось в 2003 г., существенно расширенное второе издание — в 2006 г. Книга стала стандартным учебником по светодиодам. Настоящая русская публикация — перевод второго издания книги.

Александр Юнович взял на себя труд по переводу книги на русский язык. Для меня было удовольствием поддержать его в этом начинании и предоставить часть оригинальных иллюстраций. Я хотел бы пожелать, чтобы русский перевод книги был полезным источником знаний для многих читателей. Пусть он послужит техническому прогрессу в разных частях нашего мира и достижению более светлого и яркого будущего.

Фред Е. Шуберт

Сентябрь 2007 г.

## Предисловие издательства «Cambridge University Press»

Перед Вами второе издание книги, исправленное и существенно дополненное. Книга посвящена описанию физических принципов действия и технологических аспектов изготовления полупроводниковых светодиодов, излучающих в инфракрасном и видимом диапазонах оптического спектра, а также диодов белого свечения. В ней представлены основные характеристики светодиодов, их электрические и оптические свойства, уточнены и приведены в соответствие с современными знаниями о структурах излучающих свет устройств.

Во втором издании книги введены девять новых глав. Кроме того, материалы ранее существовавших глав существенно дополнены. В книгу включены новые сведения: о современных материалах для изготовления корпусов светодиодов, об отражателях, о светодиодах, излучающих в ультрафиолетовом диапазоне, о материалах на основе нитридов III группы, о твердотельных источниках излучения, используемых в осветительных системах, а также о температурах  $p$ - $n$ -переходов. Подробно рассматриваются современные представления о физических явлениях, происходящих внутри излучающих устройств: излучение света, динамика излучательной и безызлучательной рекомбинации свободных носителей тока, спонтанная рекомбинация в объемных резонаторах. Описаны способы повышения оптического вывода излучения и проектирования светодиодов с высокими значениями квантового выхода и к. п. д., излучателей белого света с применением люминофорных материалов, способных преобразовывать длины волн излучений, и оптических отражателей. Во втором издании существенно дополнен раздел, касающийся радиометрических и фотометрических параметров светодиодов видимого диапазона оптического спектра, функции чувствительности человеческого глаза, колориметрии и цветопередачи. В книге также обсуждаются вопросы применения светодиодов инфракрасного и видимого диапазонов оптического спектра в волоконно-оптических системах связи и устройствах дистанционного управления.

Автор приводит много справочных данных о свойствах полупроводниковых материалов, рассматривает методы разработки светодиодов, основанные на аналитических моделях, описывающих принципы их работы. Многочисленные упражнения и иллюстративные примеры облегчают понимание рассматриваемых вопросов. В первой главе дан обзор исторических фактов и этапов развития светодиодов и технологии их изготовления.

Эта книга предназначена для научных работников и специалистов, работающих в области разработки светодиодов и систем, в которых они применяются, а также для студентов и аспирантов соответствующих технических специальностей.

Фред Шуберт закончил с отличием Университет в Штутгарте (Германия) по специальности инженер-электротехник в 1981 г., там же в 1986 г. он с успехом защитил кандидатскую диссертацию. С 1981 по 1985 г. он, будучи аспирантом, работал над темой выращивания кристаллов сложных полупроводников в Штутгартском Институте Физики твердого тела им. Макса Планка. В 1985 г. поступил на работу в лабораторию Белл (Bell Labs) в Холмделе. С 1988 г. по 1995 г. Ф. Шуберт работал ведущим специалистом в научно-исследовательском отделе лабораторий Белл в Мэррей Хилл. В 1995 г. получил должность профессора-доктора наук Бостонского Университета в отделении электротехники и вычислительных систем, которое является филиалом Центра волоконной оптики. Там Ф. Шуберт отвечал за определение характеристик материалов GaN, изготовление и контроль устройств на основе полупроводниковых соединений, в частности светодиодов из GaN. С 2002 г. назначен на должность профессора Политехнического Института в Трое (шт. Нью-Йорк), где заведует кафедрой перспективных материалов до настоящего времени. Фред Шуберт сделал несколько открытий в области разработки светодиодов, в том числе он первым продемонстрировал работу светодиодов с резонаторами. Он является автором и соавтором более чем 200 публикаций, включая книгу «Легирование полупроводников III–V группы» (*Doping in III–V Semiconductors*, Cambridge University Press, 1993, 0-521-01784-X), за которую получил литературную премию. Ф. Шуберт — автор и соавтор 26 патентов США и член научных обществ IEEE, APS, OSA и SPIE. Фред Шуберт неоднократно получал награды разных уровней за свои работы и открытия.

*Примечание редактора:* В английском варианте книги все рисунки черно-белые. Однако, поскольку исходные рисунки цветные, а цвет часто несет важную информацию, читатели могут найти их на сайте: <http://www.cambridge.org/9780521865388> и <http://www.LightEmittingDiodes.org>.



## Предисловие автора

В течение последних десятилетий технический прогресс в области разработки и изготовления светодиодов идет с захватывающей скоростью. Современные светодиоды отличаются миниатюрностью, прочностью, надежностью, хорошими оптическими характеристиками и высоким квантовым выходом излучения. В отличие от многих других источников света светодиоды могут преобразовывать электрическую энергию в световую с к. п. д. близким к единице.

Прогресс в развитии светодиодов не только не заканчивается — он находится в самом расцвете. Непрерывное совершенствование технологии способствует этому. Поэтому ожидается, что роль светодиодов будет только возрастать и в будущем они станут основными источниками света.

Первые светодиоды были разработаны еще в начале прошлого века, что подтверждается публикациями, датированными 1907 г. Но, к сожалению, о них забыли до 1950 г., ненадолго вспомнив об их существовании в 1920-х г. В 1960-х гг. сразу несколько групп исследователей продемонстрировали работу полупроводниковых лазеров. Первые светодиоды были побочным продуктом этих исследований, и для приобретения самостоятельного статуса им потребовалось пройти путь в несколько десятилетий. В настоящее время светодиоды являются универсальными и весьма перспективными источниками света.

Данная книга посвящена описанию физических основ и технологии изготовления светодиодов. В ней приведены фундаментальные электрические и оптические характеристики светодиодов, а также описание структур современных диодов. В книге также обсуждаются научно-технические достижения в области оптоэлектроники, произошедшие в последние годы. Несмотря на то, что в основном рассматриваются светодиоды, изготовленные на основе полупроводниковых материалов типа  $A^{III}B^V$ , многие приведенные научные и технологические аспекты касаются и других твердотельных источников света, например полимерных излучателей — органических светодиодов. В книге даны примеры практических применений светодиодов в системах освещения и связи.

Первое издание книги было выпущено в 2003 г. В это второе издание вошли дополнительные главы, в которых достаточно подробно рассматриваются такие технические аспекты, как разработка оптических отражателей, определение температуры  $p$ - $n$ -переходов в по-

лупроводниках, конструирование корпусов светодиодов, описание УФ светодиодов и светодиодов, применяемых в осветительных системах.

Многие мои коллеги помогли в создании этой книги. Особую благодарность я хочу выразить докторам наук: Энрико Беллотти (Бостонский Университет), Джай Хи Хо (Samsung Advanced Institute of Technology), Томасу Гессману (RPI), Джонг Кау Ким (RPI), Шаун Лин (RPI), Н. Нарендру (RPI), М. Джорджу Краффорду (LumiLeds Corp.), Нику Холоньяку (Университет Иллинойса), Майку Крамесу (LumiLeds Corp.), Ральфу Логану (в прошлом сотруднику AT&T Bell Laboratories), Фреду Лонгу (Университет Рутгерса), Полю Маруська (Crystal Photonics Corp.), Герду Мюллеру (LumiLeds Corp.), Шуджи Накамура (Калифорнийский Университет, Санта-Барбара), Йошихиро Оно (Национальный Институт Стандартов и Технологий), Жаку Панкову (Astralux Corp.), Манфреду Пилкуну (Штуттгартский Университет), Гансу Руппехту (в прошлом сотруднику IBM Corp.), Клаусу Штробелю (Osram Opto Semiconductors Corp., Германия), Ли-Вей Ту (Национальный Университет Сун Ятсена, Тайвань), Джерри Вудаллу (Йельский Университет) и Вальтеру Яо (Advanced Micro Devices Corp.). Я также признателен моим настоящим и бывшим аспирантам и студентам за их значительную помощь в работе над книгой.

Фред Е. Шуберт

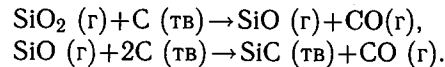
## Глава 1

## ИСТОРИЯ СОЗДАНИЯ СВЕТОДИОДОВ

## 1.1. История создания светодиодов на основе SiC

Явление *электролюминесценции*, заключающееся в излучении фотонов твердым телом под воздействием электрического тока, было открыто в начале XX в. В том, что электролюминесценция может происходить при комнатной температуре, и заключается ее главное отличие от *теплового свечения*, являющегося электромагнитным излучением видимого диапазона оптического спектра, испускаемым материалами, нагретыми до высокой температуры, обычно большей 750 °С.

В 1891 г. Юджин Ачесон разработал процесс промышленного получения нового материала — карбида кремния SiC, названного карборундом. Синтез этого материала протекал при высокой температуре в тигле с электрическим нагревом, в которой в результате химической реакции между стеклом — диоксидом кремния SiO<sub>2</sub> и углем — углеродом С-формировался карборунд (Filsinger, Bourrie, 1990; Jacobson et al., 1992):



Как и полупроводники типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>, карборунд является искусственно получаемым материалом, не существующим в природе. SiC имеет такую же кристаллическую решетку, как и алмаз, поэтому этот материал характеризуется очень высокой твердостью. По минералогической шкале твердости (шкале Мооса) твердость карборунда равна 9,0, тогда как чистый SiC обладает твердостью 9,2–9,5, а алмаз — 10,0. Благодаря своей высокой твердости и низкой стоимости синтеза карборунд стал широко использоваться в производстве абразивных материалов.

В 1907 г. Генри Джозеф Раунд (1881–1966 гг.) проверял возможность применения кристаллов SiC в качестве выпрямляющих твердотельных детекторов. Позднее эти детекторы получили название «кристаллических детекторов». Их использовали как демодуляторы радиочастотных сигналов в первых радиоприемниках. Работа кристаллических детекторов была впервые продемонстрирована в 1906 г. В те годы

структуры типа кристалл–точечный металлический контакт часто исследовались в поисках альтернативы дорогим вакуумным диодам, потребляющим много электрической энергии, которые впервые появились в 1904 г.

При работе с кристаллами карборунда Раунд заметил испускаемое ими свечение. Именно с этого момента фактически начинается история светодиодов. Правда, в те времена не существовало точных методов определения свойств материалов, что не позволило объяснить физику процесса излучения света. Тем не менее, Раунд немедленно доложил о своих наблюдениях редакторам журнала «Электрический мир» (Electric World). Эта публикация показана на рис. 1.1.

## Необычное поведение карборунда

## Редакторам журнала «Электрический мир»:

При изучении протекания тока через карборунд и другие материалы было обнаружено любопытное явление. При подаче между двумя точками на кристалле карборунда напряжения 10 вольт он начинал светиться желтоватым светом. Было найдено еще два материала, способных ярко светиться при таком низком напряжении. Однако при напряжении 110 вольт начинают излучать свет уже гораздо больше разновидностей материалов, часть из которых светится только по краям, и не все они излучают желтый свет. Некоторые вещества имеют зеленое, оранжевое или синее свечение. Во всех случаях свечение наблюдалось со стороны отрицательного полюса, а со стороны положительного полюса иногда появлялись зелено-синие вспышки. Если в монокристалле отрицательный контакт поместить в центре и менять расположение положительного контакта, светиться будет только часть кристалла, в которой находится положительный полюс.

Похоже, что вышеописанное явление и явление возникновения э. д. с на переходе между карборундом и другим проводником при пропускании через кристаллы постоянного или переменного тока связаны друг с другом, но эта связь является вторичной, поскольку хорошо известно, что появление э. д. с. объясняется термоэлектрическими процессами. Автор этой статьи будет благодарен за ссылки на другие публикации, посвященные этому или подобным ему явлениям.

Нью-Йорк, Г. Дж. Раунд

Рис. 1.1. Сообщение о «любопытном явлении», названном электролюминесценцией, заключающемся в излучении света кристаллическим карборундом при подаче на него напряжения. Из статьи видно, что первый светодиод был скорее диодом Шоттки, чем диодом с *p-n*-переходом (H.J.Round, Electrical World, 49, 309, 1907).

Раунд был радиоинженером и весьма успешным изобретателем, к концу своей карьеры имевшим 117 патентов. Первые устройства, излучающие свет, обладали выпрямляющими вольтамперными характеристиками, т. е. являлись диодами. Причина испускания света в них

объясняется возникновением выпрямляющего контакта Шоттки в месте контакта кристалла SiC и электродов. Действие диода Шоттки обеспечивается, как правило, током основных носителей заряда (электронов). Однако при сильном прямом смещении перехода или его обратном смещении, при котором запускаются процессы лавинного умножения, в нем может образоваться большое количество неосновных носителей (дырок).

На рис. 1.2 показан механизм излучения света при прямом смещении диода Шоттки. Представлены зонные диаграммы перехода металл–полупроводник в трех состояниях: в условии равновесия (а), при небольшом прямом смещении (б) и при сильном прямом смещении (в). Предполагается, что полупроводник обладает проводимостью  $n$ -типа. При сильном прямом смещении перехода в полупроводник через поверхностный потенциальный барьер за счет туннельного эффекта инжектируется большое количество неосновных носителей. В результате рекомбинации этих носителей (дырок) с электронами полупроводника происходит излучение фотонов. В диодах Шоттки для осуществления инжекции неосновных носителей требуются напряжения, намного превышающие обычно используемые их значения на  $p$ - $n$ -переходах светодиодов. Раунд в своем докладе (Round, 1907) указал, что рабочие напряжения диодов Шоттки находятся в диапазоне 10–110 В.

Излучение света в диодах Шоттки может также происходить при их обратном смещении в результате лавинного пробоя, сопровождающегося ударной ионизацией атомов полупроводника носителями зарядов, обладающими высокими энергиями. В процессе ионизации в валентной зоне образуется большое число дырок, а в зоне проводимости — много электронов, которые, рекомбинируя друг с другом, испускают фотоны. В работе Истмана и др. (Eastman et al., 1964) приведены более подробные данные о процессах излучения света в диодах Шоттки в условиях обратного смещения.

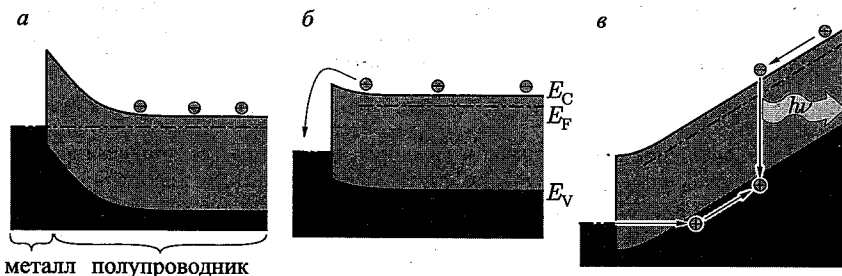


Рис. 1.2. Диаграмма энергетических зон контакта Шоттки: а — в условиях равновесия, б — при небольшом прямом смещении и в — при сильном смещении. В последнем случае происходит инжекция неосновных носителей, обуславливающая процесс излучения света

В 1928 г. Лосев (Lossev, 1928) опубликовал результаты своих исследований явления люминесценции, наблюдаемого в выпрямляющих SiC-диодах, используемых в качестве демодуляторов в радиосхемах, на переходах металл–полупроводник. Он установил, что излучение света в одних диодах возникает только при их смещении в обратном направлении, а в других — при смещении как в прямом, так и обратном направлениях. Лосев пытался найти причину появления люминесценции, для чего он капал на светящуюся поверхность образца жидкий бензол и измерял скорость его испарения. Исходя из того, что бензол испарялся очень медленно, он сделал правильное заключение, что излучение света никак не связано с сильным разогревом поверхности. Он также предположил, что явление люминесценции «очень похоже на процесс испускания холодных электронов». Лосев обнаружил, что появление и исчезновение свечения в SiC-диодах происходило очень быстро, что делало возможным изготовление на их основе так называемых световых реле<sup>1)</sup>. Дальнейшее развитие светодиодов, вплоть до 1960-х гг., подробно описано в работе Лебнера (Loebner, 1976)<sup>2)</sup>.

К концу 60-х гг. были разработаны технологии получения пленок SiC (Violin et al., 1969) и изготовления на их основе полупроводниковых устройств с  $p$ - $n$ -переходом<sup>3)</sup>. Диоды из карбида кремния были прародителями современных светодиодов голубого свечения, в которых эффективность преобразования электрической энергии в оптическое излучение составляла всего 0,005% (Potter et al., 1969). В последующие десятилетия не удалось значительно улучшить характеристики светодиодов голубого свечения. Это объясняется тем, что SiC относится к непрямозонным полупроводникам, у которых очень низкая вероятность межзонных оптических переходов. К началу 90-х гг. выпуск светодиодов SiC голубого свечения был практически прекращен, поскольку SiC больше не мог конкурировать с полупроводниками типа  $A^{III}B^V$ . Лучшие светодиоды SiC излучали свет с длиной волны 470 нм и имели к. п. д.  $\sim 0,03\%$  (Edmond et al., 1993).

## 1.2. История создания светодиодов красного и инфракрасного свечения из GaAs и AlGaAs

К 1950-м гг. полупроводниковые материалы типа  $A^{II}B^{VI}$ , а также SiC, были уже довольно хорошо изучены, поскольку это материалы, встречающиеся в природе. Поэтому не случайно, что первые свето-

<sup>1)</sup> Работы О. В. Лосева недавно были переизданы (см. [1]). О. В. Лосев указал в 1939 г., что свечение возникает в кристалле на границе между  $p$ - и  $n$ -областями.

<sup>2)</sup> Лебнер, будучи атташе по науке Посольства США в Москве, специально знакомился с работами О. В. Лосева в библиотеке МГУ.

<sup>3)</sup> Приоритетные работы И. В. Рыжикова и др. по светодиодам SiC см. в [2].

диоды были изготовлены из SiC в 1907 г., а в 1936 г. появилась публикация о создании французским ученым Ж. Дестрио светодиодов на основе кристаллов ZnS (Destriau, 1936).

Эра полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$  началась в 50-х гг. после опубликования работ Велькера (Welker, 1952, 1953)<sup>1)</sup>. Поскольку полупроводниковые материалы данного типа созданы искусственно, их до этого времени просто не существовало. Современные полупроводники рассматриваемой группы обладают хорошими оптическими характеристиками, и для изготовления светодиодов на их основе применяются многие из современных технологий.

В 1954 г., когда уже научились получать из расплавов монокристаллы GaAs, начался бум исследований полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$ . Монокристаллы разрезали, а получаемые пластины полировали и использовали в качестве подложек для формирования на них методами *жидкофазной эпитаксии* (ЖФЭ) и *газофазной эпитаксии* (ГФЭ) полупроводниковых структур с  $p$ - $n$ -переходом. В 1962 г. появилось сразу несколько публикаций о создании инфракрасных светодиодов (870–980 нм) и лазеров из GaAs (Pankove, Berkeley, 1962; Pankove, Massoulie, 1962; Hall et al., 1962; Nathan et al., 1962; Quist et al., 1962).

В начале 60-х гг. научный коллектив, в состав которого входили известные ученые из исследовательского центра IBM «Томас Дж. Уотсон» (расположен в Йорктаун Хейтс в часе езды на север от Нью-Йорка) Джерри Вудалл, Ганс Руппрехт, Манфред Пилкун, Маршалл Натан и др., провел большую исследовательскую работу по созданию светодиодов из GaAs и AlGaAs и изучению их характеристик.

В своей книге, опубликованной в 2000 г. (Woodall J.M., 2000), Вудалл отмечал, что в те годы он в основном занимался проблемой выращивания объемных кристаллов GaAs, используемых в дальнейшем для создания полуизолирующих подложек для эпитаксиальных структур германиевых устройств, и подложек  $n$ -типа для изготовления инжекционных лазеров методом диффузии цинка. К тому времени фирмы IBM, GE и лаборатории Линкольн МТИ уже продемонстрировали работу своих инжекционных GaAs-лазеров. Руппрехт разрабатывал теорию введения примесей методом диффузии и ставил эксперименты с применением лазеров из GaAs. Он также входил в группу физиков, возглавляемую Маршаллом Натаном, одним из создателей первого инжекционного лазера (Nathan et al., 1962).

Именно в те годы Вудалл разработал методику, которая впоследствии стала применяться для горизонтального выращивания монокристаллов GaAs методом Бриджмена, а Руппрехт создал ряд материалов

для лазеров и определил их характеристики. Такое тесное сотрудничество ученых быстро принесло свои плоды, что выразилось в разработке лазера GaAs, работающего в непрерывном режиме при 77 К (Rupprecht et al., 1963). После применения метода ЖФЭ, предложенного Г. Нельсоном в лаборатории фирмы RCA (Принстон), удалось изготовить лазер из GaAs, работающий при 300 К, который обладал гораздо меньшей пороговой плотностью тока, чем лазеры, полученные методом диффузии цинка. Почерпнув информацию из публикаций об исследованиях других ученых, Вудалл занялся выращиванием  $p$ - $n$ -переходов в GaAs с применением амфотерных легирующих примесей кремния, в которых атомы Si в узлах Ga играли роль доноров, а в узлах As — роль акцепторов. Это была перспективная идея, поскольку до этого метод ЖФЭ использовали для выращивания эпитаксиальных слоев с проводимостью только одного типа.

Условия получения таких  $p$ - $n$ -переходов методом ЖФЭ были найдены довольно быстро: для этого расплав Ga-As-Si охлаждался от 900 °С до 850 °С. При этом эпитаксиальный слой (нижний), выращенный при 900 °С, оказывался слоем  $n$ -типа, где кремний выполняет роль донора, а верхний слой, выращенный при 850 °С, — слоем  $p$ -типа, где кремний является акцептором, что подтвердилось исследованием поперечного разреза полученного перехода. Никаких потерь качества кристалла при таком выращивании обнаружено не было. Более того, благодаря влиянию в запрещенной зоне хвостов плотности состояний, обусловленных сильным легированием компенсированной области  $p$ - $n$ -перехода, светодиоды из GaAs(Si) стали излучать в более длинноволновой области (900–980 нм) с энергией фотонов гораздо ниже края полосы поглощения GaAs (870 нм). Поэтому объемная подложка GaAs и эпитаксиальные слои перестали поглощать большую часть излучаемого света и стали вести себя как прозрачное окно. Светодиоды из GaAs(Si) держали рекорд по величине внешнего квантового выхода, который составлял ~6% (Rupprecht et al., 1963). В 2000 г. Руппрехт писал: «Созданные нами высокоэффективные светодиоды GaAs(Si) являются ярким достижением научно-технического сотрудничества». Квантовый выход светодиодов из GaAs(Si) в пять раз больше, чем у светодиодов GaAs, созданных методом диффузии цинка. Уровни акцепторов Si глубже уровней акцепторов Zn, поэтому излучение в компенсированных активных слоях, легированных кремнием, происходит в области более длинных волн, в которой GaAs прозрачен<sup>1)</sup>.

Работы вышеупомянутого коллектива ученых были направлены на создание светодиодов видимого диапазона оптического спектра. Для этого были выбраны два кандидата: GaAsP и AlGaAs. В то время как Руппрехт пытался методом ЖФЭ получить эпитаксиальные слои

<sup>1)</sup> Обзор приоритетных работ Н. А. Горюновой и А. Р. Регеля о полупроводниках типа  $A^{III}B^V$  см. в [3]

<sup>1)</sup> Обзор работ начального периода по излучательной рекомбинации в GaAs см. в [4].

GaAsP, Вудалл применил эпитаксиальную установку для выращивания AlGaAs. Оба исследователя столкнулись с серьезными проблемами. Из-за несоответствия параметров кристаллических решеток GaP и GaAs, составляющего ~ 3,6%, было трудно сформировать методом ЖФЭ качественные слои GaAsP. С AlGaAs возникли другие проблемы. В те годы существовало убеждение, что AlGaAs — плохой материал, потому что он легко окисляется: по выражению Вудалла «алюминий любит кислород». Атомы кислорода действовали как центры тушения люминесценции. Особенно это проявлялось в структурах, выращенных методом ГФЭ; в структурах, полученных по технологии ЖФЭ, влияние кислорода было несколько слабее.

Рупп्रेхт и Вудалл выполняли часть исследований «подпольно», без поддержки руководства IBM. Они проводили опыты по выращиванию эпитаксиальных слоев AlGaAs по технологии ЖФЭ после работы и по выходным. Вудалл спроектировал и изготовил аппарат для проведения ЖФЭ с вертикальным погружением, в котором использовались плавильные тигли из графита и оксида алюминия. Будучи аспирантом, Вудалл специализировался по металлургии и обладал знаниями о фазовых переходах, поэтому он решил экспериментировать с подбором концентрации алюминия в расплавах. В первых опытах он добавлял в расплав кремний, доводил его до насыщения и погружал туда подложку GaAs на время охлаждения расплава с 925 °С до 850 °С. После этого подложка с эпитаксиальным слоем извлекалась и температура возвращалась к 300 К. При таком подходе *p-n*-переход, легированный кремнием, получить не удалось, но на подложке был обнаружен слой AlGaAs высокого качества толщиной 100 мкм с запрещенной зоной в красной области видимого диапазона оптического спектра (Rupprecht et al., 1967, 1968)<sup>1)</sup>.

Тогда же научились выращивать эпитаксиальные слои AlGaAs на прозрачных подложках GaP, что позволило создать светодиоды видимого диапазона оптического спектра. Микроснимки таких светодиодов показаны на рис. 1.3. В дальнейшем при помощи метода ЖФЭ удалось сформировать в таких структурах дополнительные слои AlGaAs с большим содержанием алюминия. В результате были созданы светодиоды, в которых слои с высокой концентрацией алюминия играли роль прозрачных окон, пропускающих свет из активной области AlGaAs с низким содержанием алюминия (Woodall et al., 1972).

Пилкун, который также входил в группу ученых IBM и работал вместе с Рупп्रेхтом над созданием светодиодов и лазеров GaAsP (Pilkuhn, Rupprecht, 1965), собрал небольшую электрическую схему, питающуюся от батареек, с использованием светодиодов, излучающих красный свет, и продемонстрировал ее своим коллегам и руководству IBM (Pilkuhn, 2000). Некоторые оценивали его работу как красивую,

<sup>1)</sup> Приоритетные работы Ж. И. Алферова и др. см. в [5, 6].

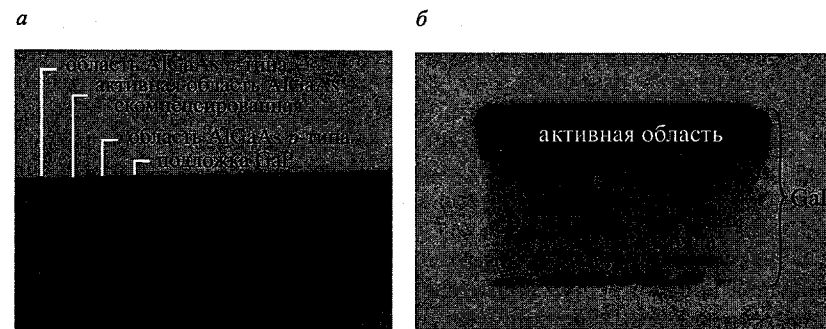


Рис. 1.3. Микроснимок поперечного сечения светодиода из AlGaAs, выращенного на прозрачной подложке GaP (а). Электролюминесценция, возникающая в активной области (области инжекции), расположенной под контактной площадкой, наблюдаемая через прозрачную подложку GaP (б) (Woodall et al., 1972)

но бесполезную, другие — как замечательную и очень перспективную. Как показало время, последние были правы. Первые светодиоды GaAsP использовались в качестве индикаторов на монтажных платах, отображающих их состояние и выполняемые функции. Они также применялись в процессорном блоке классической универсальной ЭВМ фирмы IBM серии 360, показанной на рис. 1.4.

Серийный выпуск первых светодиодов из GaAs был налажен фирмой Texas Instruments Corp. в начале 1960-х гг. (Rostky, 1997). Это были светодиоды инфракрасного диапазона оптического спектра с длиной волны излучения 870 нм. Технологические параметры первых светодиодов были довольно низкими, а цены — очень высокими: 130 долл США за один диод.

Первые светодиоды с резонаторами были сделаны на системе материалов AlGaAs/GaAs (Schubert et al., 1992, 1994). Они стали представителями нового класса светодиодов, принцип действия ко-

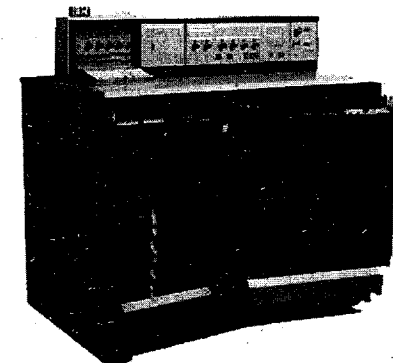


Рис. 1.4. Классическая универсальная ЭВМ фирмы IBM серии 360 (1964 г.), использующая в качестве индикаторов состояния арифметического устройства газоразрядные лампы высокого напряжения. В более поздних моделях эти лампы были заменены на светодиоды. Производительность компьютера IBM серии 360 не сильно отличалась от производительности первых моделей ноутбуков

торых основан на усилении спонтанного излучения в микроскопических резонаторах. Максимум излучения находится на длине волны, соответствующей основной моде колебаний в резонаторе. Усиление излучения связано с изменением плотности энергии световой волны при ее многократном прохождении внутри резонатора. Светодиоды с резонаторами обладают максимальной интенсивностью излучения вдоль оси резонатора, что позволяет повышать эффективность связи с оптическими световодами.

В настоящее время светодиоды из AlGaAs/GaAs инфракрасного диапазона широко используют в системах дистанционного управления аудио- и видеотехникой, а также в локальных сетях связи, а светодиоды из AlGaAs/AlGaAs красного свечения относятся к видимому диапазону и при этом обладают повышенной яркостью. К тому же их квантовый выход излучения такой же, как у светодиодов из GaAsP/GaAs красного свечения, но ниже, чем у AlInGaP/GaAs.

### 1.3. История создания светодиодов из GaAsP

Начало истории светодиодов видимого диапазона оптического спектра датируется 1962 г., когда Холоньяк и Бевака в журнале Applied Physics Letters опубликовали сообщение о когерентном излучении видимого света, наблюдаемом на *p-n*-переходе GaAsP. Хотя это свечение было обнаружено при низкой температуре, оказалось, что светодиоды GaAsP работают и при комнатной температуре.

Ник Холоньяк, который в 1962 г. работал в отделении General Electric (GE) в Сиракузе (шт. Нью-Йорк), а потом переехал в университет штата Иллинойс, применил метод ГФЭ для выращивания слоев GaAsP на подложках GaAs. Этот метод подходит для формирования больших эпитаксиальных слоев как на исследовательском, так и на промышленном оборудовании. В своей книге Холоньяк (Holonyak, 2000) вспоминал, что уже при изготовлении первых светодиодов он хорошо представлял сферы их применения: в световых табло, семисегментных цифровых дисплеях и алфавитно-цифровых индикаторах.

Однако несмотря на явные успехи, группе исследователей под руководством Холоньяка никак не удавалось изготовить полупроводниковый лазер, работающий при комнатной температуре (Holonyak, 1963, 1964). Это было связано с тем, что при выращивании на подложках GaAs эпитаксиальных слоев GaAsP некоторые свойства таких систем значительно ухудшались. Так, они смогли получить полупроводниковые *p-n*-переходы с отличными электрическими характеристиками (Holonyak et al., 1963a), но оптические параметры структур при этом сильно пострадали. Было обнаружено, что при концентрации фосфора в слое GaAsP, достигающей 45–50%, вероятность излучательной рекомбинации значительно снижалась, что объясняется изменением соотношения прямых и непрямых межзонных оптических переходов в

слоях GaAsP (Holonyak et al., 1963b, 1966; Pilkuhn, Rupprecht, 1964, 1965). Также было установлено, что при достижении 44% концентрации фосфора к. п. д. GaAsP устройств при 300 °К падает до 0,005% и даже ниже (Maguska, Pankove, 1967).

Выпуск первых светодиодов из GaAsP был начат корпорацией GE в начале 1960-х гг. Они излучали свет в красной области видимого оптического спектра. Поскольку цена диодов была очень высокой (260 долл. США за одну штуку), их выпустили совсем мало и в основном использовали, в любительской радиоэлектронике (Rostky, 1997).

Серийный выпуск таких светодиодов был налажен фирмой Монсанто. В 1968 г. эта компания построила завод, на котором стали изготавливать сравнительно недорогие светодиоды из GaAsP. Этот год можно назвать началом эры твердотельных излучателей. Продажи таких светодиодов в 1968–1970 гг. стремительно росли, удваиваясь каждые несколько месяцев (Rostky, 1997). Светодиодные кристаллы, выпускавшиеся Монсанто, представляли собой *p-n*-структуры из GaAsP, выращенные на подложках GaAs, излучающие фотоны с длиной волны, соответствующей красному диапазону видимого спектра (Herzog et al., 1969; Craford et al., 1972).

Фирма Монсанто пыталась наладить сотрудничество с корпорацией Хьюлетт Паккард (HP), предложив выпускать светодиоды и светодиодные экраны на основе их материала GaAsP. В середине 1960-х гг. она даже направила одного из своих специалистов из Сент-Луиса (шт. Миссури) в Пало Алто (шт. Калифорния) для помощи HP в налаживании производства. Однако HP побоялась попасть в зависимость от Монсанто и прекратила сотрудничество, начав выращивание собственных кристаллов GaAsP (Rostky, 1997).

В период с конца 1960-х до середины 1970-х гг. наблюдалось стремительное развитие различных цифровых дисплеев, которые сначала использовали только в калькуляторах. Позднее, после демонстрации корпорацией Hamilton Watch в 1972 г. первых цифровых часов «Пульсар», они стали применяться и в наручных часах. В то же время конкурирующие фирмы HP и Монсанто все свои усилия сосредоточили на разработке более сложных многоцифровых и алфавитно-цифровых дисплеев (Rostky, 1997).

Руководителем и основным изобретателем в Монсанто был М. Джордж Крафорд, который первый продемонстрировал работу светодиодов желтого свечения (Craford et al., 1972). Для получения таких светодиодов он выращивал на подложках GaAs эпитаксиальные слои GaAsP, легированные азотом. После того как в 1979 г. Монсанто продала свой бизнес Крафорд перешел в HP, где стал ведущим специалистом в области оптоэлектроники. В 1995 г. Перри опубликовал биографию Крафорда (Perry, 1995). В 1999 г. HP передала часть своих работ (включая направление по разработке светодиодов) корпорации Agilent, которая в том же году объединилась с корпорацией

Phillips и преобразовалась в Lumileds Lighting. В 2005 г. Agilent продала свою долю акций Lumileds корпорации Phillips.

Вскоре было обнаружено, что между подложками GaAs и эпитаксиальными слоями GaAsP существует сильное рассогласование параметров решетки, приводящее к высокой плотности дислокаций (Wolfe et al., 1965; Nuese et al., 1966). В результате этого внешний квантовый выход таких светодиодов оказывается довольно низким, не более 0,2% (Isihamatsu, Okuno, 1989). Ньюиз (Nuese et al., 1969) показал, как сильно влияют на параметры светодиодов условия выращивания и толщина *буферного слоя*. Он продемонстрировал, как буферный слой GaAsP с переменной концентрацией примесей позволяет значительно улучшить яркость светодиодов красного свечения. Сейчас уже доказано, что этот эффект связан с тем, что градиентный слой снижает плотность дислокаций в эпитаксиальном слое GaAsP в области, расположенной рядом с границей между этим слоем и подложкой GaAs.

Прямые и непрямые межзонные переходы, как и высокая плотность дислокаций, ограничивают яркость светодиодов из GaAsP. В настоящее время структуры GaAsP/GaAs используются в основном для изготовления светодиодов красного свечения, обладающих невысокой яркостью и применяемых в качестве индикаторных ламп.

#### 1.4. История создания светодиодов из GaAsP и GaP, легированных оптически активными примесями

Первые светодиоды из GaP красного и зеленого свечения были созданы группой ученых под руководством Ральфа Логана в Bell Laboratories в Мюррей Хилл (Нью-Джерси) в начале 1960-х г. В те годы полупроводниковые материалы уже применялись для создания биполярных и полевых транзисторов, используемых в электронных схемах в качестве ключей и усилителей. Именно тогда инженеры и исследователи осознали, что полупроводники являются лучшими материалами для изготовления излучающих устройств.

Логан в 2000 г. писал, что он заинтересовался проблемой создания светодиодов этого типа после появления первых публикаций о получении *p-n*-переходов в GaP (Allen et al., 1963, Grimmeiss, Scholz, 1964), излучающих свет красного цвета, который можно наблюдать невооруженным глазом даже в условиях дневного освещения. Переходы Гриммейсса–Шольца были получены путем легирования подложки *p*-типа GaP примесью *n*-типа — оловом.

GaP относится к непрямозонным полупроводникам, в которых вероятность межзонных переходов, происходящих с сохранением импульса, пренебрежимо мала, поэтому излучательная рекомбинация в них проходит, как правило, через примесные центры. На рис. 1.5 показана зонная диаграмма GaP, из которой видно, что основные точки симметрии для экстремумов зоны проводимости и валентной зоны в про-

странстве импульсов не совпадают. Введение в GaP *оптически активной изозлектронной примеси*, например азота, позволяет значительно повысить вероятность излучательной рекомбинации в полупроводнике (Thomas et al., 1965) за счет создания этой примесью в запрещенной зоне промежуточного энергетического уровня, с которого электрону гораздо легче рекомбинировать с дыркой. Из GaP, легированного такими примесями, были созданы светодиоды, работа которых основана на *соотношении неопределенностей Гейзенберга*. В данном случае принцип Гейзенберга выражается в том, что примесь со строго локализованной волновой функцией в пространственной системе координат, т. е. обладающая малой неопределенностью координаты  $\Delta x$ , будет располагаться на энергетическом уровне в пространстве квазиимпульсов с большой неопределенностью  $\Delta p = \hbar \Delta k$ . Наличие таких «глубоких» примесных центров повышает вероятность оптических переходов<sup>1)</sup>.

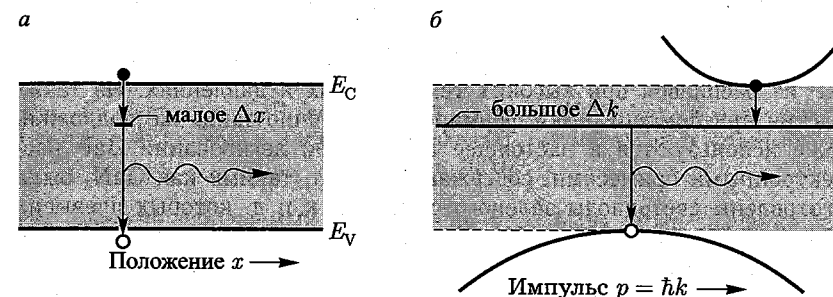


Рис. 1.5. Система координат в реальном пространстве (а) и в пространстве квазиимпульсов (б). Светодиоды на основе GaP, легированного оптически активными примесями, например N или O, излучают свет в красной или зеленой областях видимого оптического диапазона

Для формирования светодиодов GaP использовались пластины с поперечными размерами 0,5 см × 1 см и толщиной 1 мм, выращенные из раствора, содержащего галлий и фосфор. Такой способ получения структур GaP позволил избежать проблемы, связанной с необходимостью создания избыточного давления паров фосфора во время выращивания GaP при высокой температуре. Никому из лаборатории Белл не удалось сразу же воспроизвести результаты Гриммайсса и Шольца. Однако это содействовало расширению исследовательских работ в области электролюминесценции в лабораториях Bell AT&T.

При выращивании пластин GaP из раствора в качестве легирующих примесей использовали цинк и кислород, который получался из Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. О том, что обычный атмосферный воздух содержит достаточное количество серы, являющейся примесью *n*-типа, догадались не сразу. При таком выращивании пластин оказалось, что в компенсированных

<sup>1)</sup> Обзор работ по излучательной рекомбинации в GaP — см. [7].

растворах слои *n*-типа формируются только на одной стороне пластин, т. е. *p-n*-переходы располагаются под поверхностью подложки GaP. Это и было объяснением результатов Гриммейсса. Логан сразу же опубликовал данные своих исследований (Logan et al., 1967 a).

Логан (Logan et al., 1967 b) описал технологию изготовления эффективных светодиодов из GaP, разработанную под его руководством, которая заключалась в формировании слоев GaP *n*-типа на подложках GaP размером  $2,5 \times 2,5$  см<sup>2</sup>, легированных цинком и кислородом, которые получали методом шлифовки из больших пластин, выращиваемых из растворов. В этой же работе Логан отметил, что отжиг структур после выращивания в диапазоне 400–725 °С позволяет существенно повысить к.п.д. светодиодов, сделав его больше 2%. Считается, что при отжиге происходит диффузия цинка в группы атомов кислорода, в результате чего повышается плотность изоэлектронных комплексов Zn-O, способствующих увеличению электролюминесценции.

В конце 1960-х гг. была разработана технология получения пластин GaP из расплавов при высоких температурах и давлениях. Из таких пластин при помощи резки формировались точно такие же подложки, какие используются в настоящее время. При легировании GaP изоэлектронными примесями, содержащими азот, такими как GaN, были изготовлены светодиоды зеленого свечения, к.п.д. которых превысил 0,6% (Logan et al., 1968, 1971). Хотя внешний квантовый выход светодиодов зеленого свечения меньше, чем светодиодов красного свечения, восприимчивость человеческого глаза к зеленому цвету в 10 раз выше, чем к красному, поэтому оба типа светодиодов имеют сравнимую кажущуюся (субъективную) яркость.

Над разработкой светодиодов видимого диапазона оптического спектра с к.п.д. выше, чем у светодиодов из GaAsP, трудились и другие компании — IBM, RCA и GE. В IBM работы по созданию светодиодов из GaP проводились в исследовательском центре им. Томаса Дж. Уотсона в Йорктаун Хейтс (шт. Нью-Йорк). Манфред Пилкун и его коллеги продемонстрировали работу светодиода из GaP красного свечения, легированного цинком и кислородом, выращенного методом ЖФЭ. На рис. 1.6 показана фотография такого светодиода с верхним и нижним контактами. В статье, опубликованной в IBM Research Journal, было гордо заявлено, что данный светодиод излучает «изумительный красный свет». Здесь следует отметить, что в 1960-х гг. монохроматические цвета в основном получались при фильтрации света от ламп накаливания, поэтому свечение светодиодов, обладающих узкой спектральной линией излучения, казалось наблюдателям действительно очень чистым — «изумительным».

Активная область светодиода GaP Пилкуна была легирована одновременно и донорами, и акцепторами. В роли акцептора выступал цинк, а донорами были теллур, сера или селен, поэтому излучение генерировалось преимущественно за счет рекомбинации донорно-акцепторных

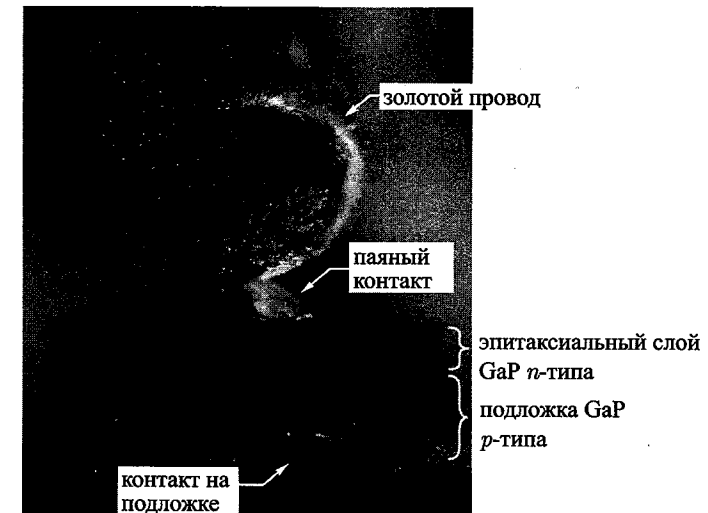


Рис. 1.6. Светодиод GaP, выращенный методом ЖФЭ, *p-n*-переход которого легирован цинком и кислородом, излучает «изумительный» красный свет (Pilkuhn, 2000)

пар. Энергия излучаемых фотонов при этом была ниже значения ширины запрещенной зоны. Было также обнаружено, что легирование светодиодов GaP цинком и кислородом приводит к значительному сдвигу длины волны излучения, поэтому они излучают в красном диапазоне спектра (Foster, Pilkuhn, 1965). Кислород, введенный в GaP, не является ни мелким донором, ни акцептором, но создает глубокий донорный уровень — см., например, (Pilkuhn, 1981) <sup>1)</sup>.

Логан и его коллеги, а также вся команда AT&T сразу осознали широкие перспективы применения светодиодов, особенно в телефонии. Например, в 1960-х гг. очень модным и престижным считался телефон марки «Princess». Этот телефон предназначался для использования в спальне и отличался тем, что его панель загоралась, как только его вынимали из держателя. Для подсветки панели применялись индикаторные лампы, работающие от 110 В. Для замены этих ламп при их выходе из строя каждый раз приходилось звонить в сервисную службу. При смене индикаторных ламп на светодиоды удалось избавиться от дополнительного источника питания 110 В, поскольку для новых элементов достаточно было напряжения телефонной сети и к тому же срок службы светодиодов из GaP при использовании в телефонии превышал 50 лет, т. е. был намного дольше, чем у индикаторных ламп. Такое усовершенствование привело к значительному снижению себестоимости телефонов компании Bell или просто «Ma Bell» (так в те

<sup>1)</sup> О влиянии примесей на излучательную рекомбинацию в GaP — см. [7].



годы называлась компания AT&T) при одновременном повышении их надежности.

Еще более значительным стало применение светодиодов в многоканальных телефонных системах. Эти системы стояли в больших офисах, использовались в основном секретарями и операторами, индикаторные лампы в них указывали на состояние вызываемой линии: занята она или свободна. Для переключения телефонных линий и индикаторных ламп 110 В применяли дистанционные переключатели, от которых к каждому телефонному аппарату тянулось множество проводов. Установка и обслуживание таких систем были очень дорогими. В современных многоканальных системах, выполняющих те же функции, вместо ламп используют светодиоды, питающиеся от напряжения телефонной сети, а электронные микросхемы, размещающиеся внутри телефонных трубок, управляют переключением линий и индикаторов. При этом резко понизилась стоимость производства, установки и обслуживания таких систем.

Поскольку эффективность светодиодов из GaP зеленого и красного свечения непрерывно улучшалась, руководство лаборатории Белл приняло решение об организации их производства в Пенсильвании.

Обычно на телефонные линии подается постоянное напряжение ~ 40 В и ток несколько миллиампер. Только от замены индикаторных ламп на светодиоды удалось снизить управляющее напряжение приблизительно на 2 В и одновременно улучшить качество индикации на телефонных аппаратах. Многие модели телефонов стали оснащаться клавиатурами с зеленой подсветкой кнопок, обычно выбираемой дизайнерами. На рис. 1.7 показана модель такого телефона компании AT&T 1990 года марки «Trimline». Светодиоды красного и зеленого свечения нашли применение и в многоканальных телефонных системах.

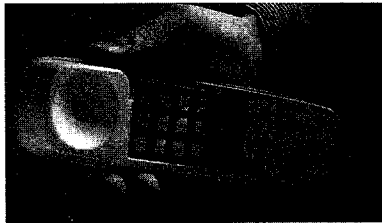


Рис. 1.7. Телефон компании AT&T марки «Trimline» с подсветкой кнопок, выполненной на двух светодиодах GaP зеленого свечения. Это было одним из первых применений светодиодов GaP зеленого свечения, легированных азотом

Если будете в Мэррей Хилл (шт. Нью-Джерси) и посетите музей лаборатории Белл, Вы сможете сами увидеть много исторических технических экспонатов, в том числе светодиод GaP:N зеленого свечения, разработанный Логаном.

В корпорации Монсанто для получения свечения в красном, оранжевом, желтом и зеленом диапазонах длин волн применялось легирование GaAsP азотом (Groves et al., 1971, Craford et al., 1972, Duke, Holonyak, 1973). Там же изучали характеристики материалов — эмиссию, поглощение излучения с разными длинами волн, растворимость

азота в GaAsP и GaP. Для выращивания требуемых слоев применялся метод ГФЭ, поскольку только он позволял легировать азотом область в окрестности *p-n*-перехода, что давало возможность снижать поглощение излучения прилегающими к *p-n*-переходу слоями, т. е. повышать к. п. д. светодиодов (Groves et al., 1977, 1978 а, 1978 b). В настоящее время GaP:N используют для изготовления светодиодов зеленого свечения, обладающих довольно низкими световыми характеристиками, которые применяют в качестве индикаторов.

Другими областями применения светодиодов стали цифровые дисплеи для карманных калькуляторов и наручных часов. Первые часы с цифровым дисплеем были выпущены корпорацией Hamilton в 1972 г. Они вызвали настоящий фурор в обществе, и только очень высокая стоимость сдерживала их распространение. На рис. 1.8 показаны часы Pulsar с цифровым дисплеем и встроенным калькулятором, появившиеся в 1975 г.

На рис. 1.9 изображены два программируемых калькулятора, выпускавшиеся в середине 1970-х гг.: SR-56 компании Texas Instruments и HP-67 фирмы Хьюлетт-Паккард. В сегментных дисплеях обоих устройств использованы светодиоды GaAsP красного цвета; недостатком обоих калькуляторов было трудное считывание информации в условиях яркого внешнего освещения, поскольку свечение светодиодов очень слабое. Кроме того, такие дисплеи потребляли довольно большую электрическую мощность. Те же проблемы были и у наручных часов. Жидкокристаллические дисплеи (ЖКД), разработанные в конце 1970-х, требовали гораздо меньшей мощности, поэтому к началу 1980-х они практически полностью вытеснили дисплеи на светодиодах.

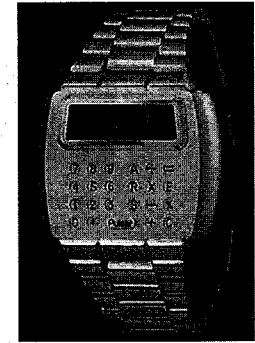


Рис. 1.8. Часы Pulsar с цифровым дисплеем и встроенным калькулятором, выпущенные в 1975 г. Hamilton Corporation. Первая модель часов Pulsar без калькулятора появилась в 1972 г. Часы были сделаны на основе светодиодов In-GaP (Seiko, 2004)

## 1.5. История создания светодиодов из GaN

Компания Радиокорпорация Америки (RCA) в конце 1960-х гг. выпустила одной из первых цветной телевизор на основе электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) с тремя электронными пушками. Джеймс Тайт-Джен, работающий в одной из основных лабораторий RCA в Принстоне (шт. Нью Джерси), возглавлял в те годы отдел по исследованию материалов. Его мечтой была разработка телевизора с плоским экраном, который можно было бы повесить на стену как картину. Для создания

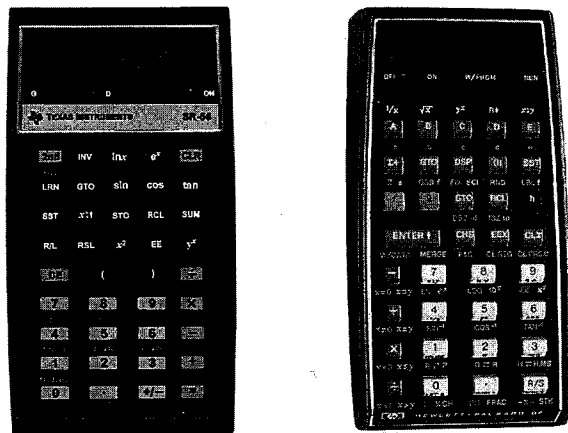


Рис. 1.9. Программируемые карманные калькуляторы: модель SR-56 компании Texas Instruments Corporation и модель HP-67 компании Hewlett-Packard Corporation. Год выпуска обоих калькуляторов — 1976. В их дисплеях использовались семисегментные индикаторы, сделанные на светодиодах GaAsP. SR-56 обладал огромной по тем временам программной памятью — 100 шагов, а HP был оснащен магнитным устройством ввода данных и имел несколько программируемых клавиш

полного цветного изображения такой экран должен состоять из красных, зеленых и синих пикселей. К тому времени уже были разработаны технологии изготовления красных и зеленых светодиодов на основе GaAsP и GaP:N, поэтому для создания плоских ТВ-мониторов оставалось найти способ получения светодиодов с ярким голубым свечением.

В мае 1968 г. Тайтджен поручил молодому сотруднику своей группы Полу Маруська разработать метод выращивания монокристаллических пленок GaN, из которых по его предположению можно будет изготовить светодиоды голубого свечения. К тому времени Маруська уже имел опыт получения светодиодов GaAsP красного свечения методом металло-галогеновой ГФЭ (МГГФЭ) и хорошо знал об опасностях при работе с полупроводниковыми материалами типа  $A^{III}B^V$ , содержащими фосфор. Так, в 1968 г. произошло самовозгорание мусоровоза на дороге почти сразу же после загрузки фосфорсодержащих отходов из лаборатории RCA в Принстоне. Водитель грузовика решил немедленно вернуть опасный груз его хозяевам и высыпал горящий и дымящийся мусор прямо на газон перед зданием лаборатории (Maguska, 2000).

Работу с GaN Маруська начал с посещения лаборатории Принстонского университета, где изучил все старые публикации, касающиеся этого материала, с 1930 г. по 1949 г. (Juza, Nahn, 1938). Для получения порошка GaN использовалась реакция аммиака с жидким галлием, протекающая при повышенной температуре. Для подложки Маруська выбрал сапфир из-за его прочности и инертности к аммиаку. К со-

жалению, он неправильно истолковал данные Лоренца и Бинковски, опубликованные в 1962 г., о разложении GaN в вакууме при температуре  $\sim 600^\circ\text{C}$ , и для предотвращения этого свои первые пленки GaN выращивал при температурах ниже  $600^\circ\text{C}$ , в результате чего они получались не моно-, а поликристаллическими. И лишь в марте 1969 г. Маруська понял, что в аммиачной среде процессы роста слоев преобладают над процессами их разложения, и повысил температуру в тигле до  $850^\circ\text{C}$ , при которой обычно формировались слои GaAs. По окончании процесса выращивания казалось, что сапфировая подложка осталась непокрытой, но Маруська помчался в аналитическую лабораторию RCA, где при помощи камеры Лауэ для рентгеновского анализа кристаллов на ней удалось обнаружить тонкий слой прозрачной монокристаллической пленки GaN с очень гладкой поверхностью (Maguska, Tietjen, 1969).

Исследование этой пленки показало, что без всякого легирования она обладает проводимостью  $n$ -типа, и для получения  $p$ - $n$ -перехода требовалось подобрать соответствующую примесь  $p$ -типа. Маруська думал, что для этих целей хорошо подойдет цинк, применяемый при работе с GaAs и GaP. Однако оказалось, что при высоких концентрациях цинка пленки GaN становятся диэлектриками, а не проводниками  $p$ -типа (Maguska, 2000).

В 1969 г. Жак Панков находился в творческом отпуске, в течение которого он работал в Берклеевском университете, где писал учебник по оптическим процессам в полупроводниках. Вернувшись в RCA в январе 1970 г., он немедленно включился в работу по созданию светодиодов на основе пленок из GaN. Панков занялся исследованием процессов оптического поглощения и фотолюминесценции в тонких пленках GaN (Pankove et al., 1970a, 1970b). Летом 1971 г. RCA впервые опубликовала сообщение о явлении электролюминесценции, наблюдаемом на образце из пленки GaN (Pankove et al., 1971a). Исследуемый образец, состоявший из сильно легированного цинком слоя GaN с двумя поверхностными электродами, излучал голубой свет с длиной волны 475 нм. После этого Панков с коллегами создали структуру из нелегированного слоя GaN ( $n$ -типа), слоя, сильно легированного цинком (диэлектрического слоя), и поверхностного контакта из индия (Pankove et al., 1971b, 1972). Такой диод со структурой металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) был первым светодиодом из GaN, излучающим зеленый и голубой свет.

Затем в RCA предположили, что магний лучше, чем цинк, и начали выращивание методом МГГФЭ пленок GaN, легированных магнием. В результате этого в 1972 г. удалось получить структуру (рис. 1.10), излучающую голубое и фиолетовое свечение, центральная длина волны которого составляла 430 нм (Maguska et al., 1972). Такие светодиоды со структурой МДП используют и в настоящее время. В своей книге (Maguska et al., 1973) Маруська подробно описал весь процесс разработки светодиодов из GaN. Следует отметить, что пленки GaN, даже

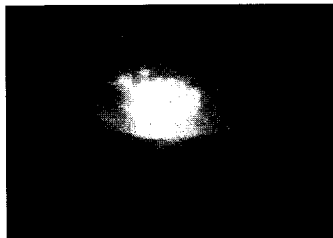


Рис. 1.10. Голубое излучение, наблюдавшееся в 1972 г., происходило в результате рекомбинации электронно-дырочных пар в высокоомной структуре из GaN, легированного Si и Mg (Maguska, 2000)

кой эффективностью, поэтому Тайджен, начавший эту работу, сам же ее и остановил. Об этом вспоминал Маруська в своей книге (Maguska, 2000) <sup>1</sup>.

### 1.6. История создания светодиодов голубого, зеленого и белого свечения на основе $p$ - $n$ -переходов в InGaN

После того как группа Панкова закончила изучение пленок GaN, работы по созданию GaN-светодиодов были остановлены. В 1982 г. GaN была посвящена только одна статья. Однако Исаму Акасаки и его коллеги из Нагойи (Япония) этих работ не прекратили и в 1989 г. продемонстрировали первый светодиод GaN со слоем  $p$ -типа, обладающий реальной проводимостью  $p$ -типа. Стойкие акцепторы магния активировались при помощи облучения электронным пучком (Amano et al., 1989) <sup>2</sup>. Позднее было показано, что активировать примеси магния в слоях GaN можно также в процессе высокотемпературного отжига готовых пленок (Nakamura et al., 1994a). Дополнительное легирование (Schubert et al., 1996) позволяет улучшать эффективность активации глубоких акцепторов. Этот прорыв в выращивании легированных слоев  $p$ -типа открыл путь к созданию светодиодов с  $p$ - $n$ -переходами и лазерных диодов. В настоящее время на основе пленок GaN, легированных магнием, изготавливают все светодиоды и лазерные диоды, содержащие нитриды.

<sup>1</sup> Обзоры раннего периода работ по GaN — см. [8, 9].

<sup>2</sup> Приоритетные работы Г. В. Сапарина, М. В. Чукичева и др. по активации люминесценции в GaN — см. [10, 11]. См. также приоритетные работы В. Г. Сидорова и др. [12, 13].

В 1992 г. Акасаки опубликовал статью о создании первого светодиода из GaN с гомогенным  $p$ - $n$ -переходом (Akasaki et al., 1992). Светодиод излучал свет в ультрафиолетовом (УФ) и синем спектральном диапазонах и был выращен на сапфировой подложке. Он был продемонстрирован на конференции по GaAs и другим полупроводниковым материалам, проходившей в 1992 г. в г. Карусавы (Японии). К. п. д. данного светодиода составлял  $\sim 1\%$ . Это была очень большая величина для GaN, выращенного на сапфировой подложке с сильно отличающимися параметрами решетки. Было также показано, что на квантовый выход нитридных светодиодов не влияет большая концентрация дислокаций, в отличие от светодиодов, изготовленных из арсенидов и фосфидов.

Название японской компании Nichia Chemical Industries Corporation (NCIC) тесно связано с светодиодами и лазерами из GaN. <sup>1</sup> Ее сотрудники, включая Шуджи Накамуру, внесли большой вклад в развитие технологии выращивания GaN и изготовления на его основе светодиодов и лазеров. Они разработали двухпоточную систему выращивания GaN методом металлоорганической ГФЭ (МОГФЭ), продемонстрировали первые светодиоды InGaN голубого и зеленого свечения с двойными гетероструктурами (Nakamura et al., 1993a, 1993b, 1994b), к. п. д. которых достиг 10%, изготовили первые импульсные лазеры и лазеры непрерывного излучения InGaN/GaN, работающие при комнатной температуре в голубой области спектра (Nakamura et al., 1996). Подробное описание достижений компании NCIC приведено в книге Накамуры и Фазола (Nakamura, Fasol, 1997) <sup>2</sup>.

На рис. 1.11 показаны светодиоды голубого свечения, изготовленные компанией NCIC, а рис. 1.12 посвящен самому распространенному применению InGaN светодиодов зеленого свечения, обладающих высокой яркостью, — в дорожных светофорах. Как указывалось раньше, светодиоды GaP:N зеленого свечения из-за своей низкой яркости для этих целей не подходят.

В 1990 г., когда Накамура занялся разработкой светодиодов из GaN в компании NCIC, он был 36-летним инженером без ученой

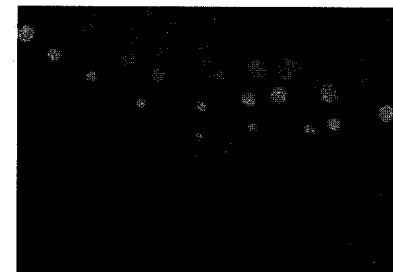


Рис. 1.11. Матрица из светодиодов InGaN/GaN голубого свечения, изготовленная фирмой Nichia (Nakamura, Fasol, 1997)

<sup>1</sup> Фирма Nichia начинала работы по GaN в поисках ультрафиолетового возбуждения люминофоров, работы по эффективному голубым светодиодам были инициированы Ш. Накамурой.

<sup>2</sup> См. также обзорные статьи А. Э. Юновича [15–18] и Р. З. Бахтизина [19].

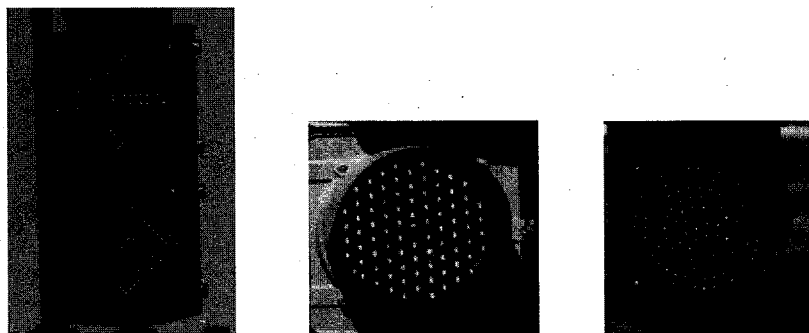


Рис. 1.12. Сигналы зеленых светофоров — одно из самых распространенных применений светодиодов InGaN/GaN зеленого цвета свечения

степени, без единой публикации и выступления на конференциях (Nakamura, Fasol, 1997). В конце 1990-х гг. он уже стал профессором Калифорнийского университета в Санта-Барбаре и консультантом компании Cree Lighting Corporation, основного конкурента NCSC. В своей книге (Nakamura, 2001) Накамура жестко критиковал NCSC и японское общество: «Что-то не в порядке с этой страной. Промышленность и университеты в ней ужасно больны...»

Оказалось, что система InGaN/GaN также подходит для получения светодиодов белого свечения. Существует несколько подходов к изготовлению таких светодиодов. Один из них основан на использовании люминофоров, преобразующих длину волны (Nakamura, Fasol, 1997), другой на применении полупроводниковых преобразователей длин волн (Guo et al., 1999). Ожидается, что в ближайшем будущем произойдет большой прорыв в области создания и использования светодиодов белого свечения, поскольку по световой отдаче они вполне могут конкурировать с обычными лампами накаливания и люминесцентными источниками. В то время как световая отдача традиционных источников света составляет 15–100 лм/Вт, у светодиодов белого свечения она может достигать 300 лм/Вт.<sup>1)</sup>

### 1.7. История создания светодиодов видимого диапазона оптического спектра из AlInGaP

Система материалов AlInGaP подходит для получения яркого свечения в красном (626 нм), оранжевом (610 нм) и желтом (590 нм) спектральных диапазонах и в настоящее время является основной для изготовления светодиодов повышенной яркости, излучающих свет в данном интервале длин волн. На рис. 1.13 приведены примеры наи-

<sup>1)</sup> До 150 лм/Вт, см. [21].



Рис. 1.13. Примеры применений светодиодов красного и желтого свечения из AlInGaP

более распространенных применений светодиодов из AlInGaP красного и желтого свечения.

Материалы на основе AlInGaP были разработаны в Японии для лазеров, работающих в видимом диапазоне оптического спектра (Kobayashi et al., 1985; Ohba et al., 1986; Ikeda et al., 1986; Itaya et al., 1990). Все началось с изготовления лазера AlInGaP/InGaP с двойной гетероструктурой, использующего в качестве активного материала  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ , параметры решетки которого совпадают с параметрами GaAs<sup>1)</sup>. Поскольку ширина запрещенной зоны InGaP составляет около 1,9 эВ (650 нм), этот материал может использоваться для изготовления лазеров, излучающих свет в красной области видимого спектра. Такие лазеры применяют, например, в лазерных указках и DVD-проигрывателях.

Добавление алюминия к активной области InGaP позволяет сместить излучение в сторону более коротких волн, захватывая оранжевый и желтый спектральные диапазоны. Однако  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  при  $x \approx 0,53$  становится непрямозонным полупроводником, что приводит к сильному снижению его к.п.д на длинах волн,  $\lambda \leq 600$  нм. Следовательно, этот материал не подходит для изготовления высокоэффективных светодиодов, излучающих свет с длинами волн меньше 570 нм.

Первые лазеры AlInGaP появились в начале 1980-х гг., а развитие светодиодов AlInGaP началось в конце 1980-х (Kuo et al., 1990; Fletcher et al., 1991; Sugawara et al., 1991). В отличие от лазеров AlInGaP в структуру светодиодов обычно входят слои растекания тока, вводимые для того, чтобы светила только плоскость p-n-перехода и не светила область, расположенная ниже верхней части омического контакта.

<sup>1)</sup> Приоритетные работы Л. М. Долгинова, П. Г. Елисева и др. — см. [14].

Дальнейшие усовершенствования светодиодов AlInGaP были связаны с созданием в активной области, состоящей из нескольких квантовых ям (Huang, Chen, 1997; Chang, Chang, 1998a, 1998b), распределенных отражателей Брэгга (Huang, Chen, 1997; Chang et al., 1997) и разработкой технологии изготовления прозрачных GaP подложек (Kish, Fletcher, 1997). В книгах ряда авторов (Stringfellow, Craford, 1997; Mueller, 2000; Krames et al., 2002) можно найти сравнительный анализ систем AlInGaP и светодиодов на их основе.

### 1.8. Новые области применения светодиодов

По мере возрастания интенсивности излучения светодиодов все шире становятся сферы их применения. На рис. 1.14 показаны медицинские очки со встроенными светодиодами, используемые хирургами во время проведения операций (Shimada et al., 2003). Источники света, разработанные на основе светодиодов, имеют существенно меньшую массу и отвечают строгим требованиям к качеству цветопередачи, что необходимо в ходе хирургических операций.

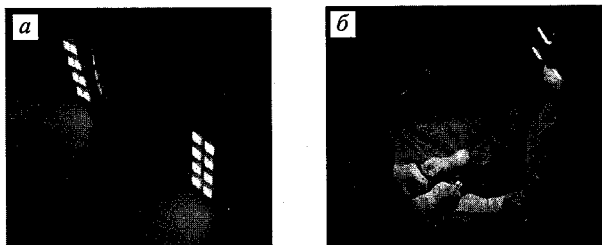


Рис. 1.14. Первые хирургические очки со встроенными светодиодами белого свечения (а), используемые для освещения зоны операции (б) (Shimada et al., 2001; Shimada et al., 2003)

В 2004 г. фирма Ауди выпустила автомобиль, в фары которого были вмонтированы светодиоды марки Лихеоп производства Люмиледс Лайтинг. Такой автомобиль показан на рис. 1.15.

Продолжает неуклонно расти применение светодиодов в широкоформатных дисплеях и дорожных знаках. На рис. 1.16 и 1.17 представлены дисплей высотой с семиэтажный дом и анимационный светофор для пешеходов<sup>1)</sup>.

Все чаще используют светодиоды для подсветки архитектурных достопримечательностей. На рис. 1.18 показан Каменный мост через

<sup>1)</sup> 1000 светодиодных светофоров были поставлены в Москве к 850-летию юбилею — см. фотографии в [16, 20].

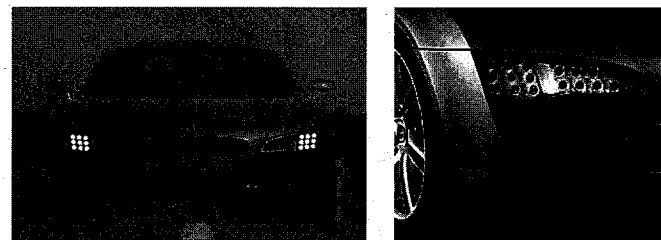


Рис. 1.15. Первый автомобиль со светодиодными фарами, хорошо работающими в дневное время суток



Рис. 1.16. Дисплей, состоящий из 18 миллионов светодиодов, размещенный на стене семиэтажного здания в Нью-Йорке

Рис. 1.17. Светофор для пешеходов, показывающий число оставшихся секунд до загорания запирающего переход сигнала, расположенный в городе Тайпей на Тайване

р. Дунай в немецком городе Регенсбург, для освещения которого используется 21 900 светодиодов красного свечения. Цепочка из ярко горящих светодиодов, протянутая вдоль моста, как бы объединяет два берега реки. Поскольку город основан в 179 г., а мост построен в 2004 г., каждый светодиод символизирует один месяц существования города (Osram Opto Semiconductors, 2004).

На рис. 1.19 показана подсветка входа в Научно-промышленный парк, находящийся на Тайване в городе Хсин Шу. В этом парке расположено много компаний, специализирующихся на разработке технологий изготовления полупроводниковых устройств<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Прим. ред.: См. фотографию художественной подсветки крупнейшего в Европе фонтана на площади Киевского вокзала в Москве в [18].

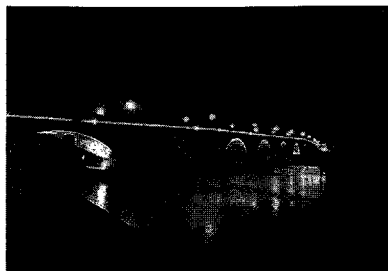


Рис. 1.18. Каменный мост в городе Регенсбурге (Германия), освещаемый при помощи светодиодов (Focus Magazine, 2004)



Рис. 1.19. Художественная подсветка входа в Научно-промышленный парк, находящийся в Тайване в городе Хсин Шу (K.R. Wang, L.-W. Tu, 2005)

### Библиографический список

- Akasaki I., Amano H., Itoh K., Koide N., and Manabe K. «GaN based UV/blue light-emitting devices» GaAs and Related Compounds conference, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **129**, 851 (1992).
- Allen J. W., Moncaster M. E., and Starkiewicz J. «Electroluminescent devices using carrier injection in gallium phosphide» *Solid State Electronics* **6**, 95 (1963).
- Amano H., Kito M., Hiramatsu K., Akasaki I. «P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI)» *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L2112 (1989).
- Chang S. J., Chang C. S., Su Y. K., Chang P. T., Wu Y. R., Huang K. H. and Chen T. P. «AlGaInP multiquantum well light-emitting diodes» *IEE Proc. Optoelectronics* **144**, 1 (1997).
- Chang S. J. and Chang C. S. «AlGaInP-GaN compressively strained multiquantum well light-emitting diodes for polymer fiber applications» *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 772 (1998a).
- Chang S. J. and Chang C. S. «650 nm AlGaInP/GaN compressively strained multi-quantum well light-emitting diodes» *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, L653 (1998b).
- Craford M. G., Shaw R. W., Herzog A. H., and Groves W. O. «Radiative recombination mechanisms in GaAsP diodes with and without nitrogen doping» *J. Appl. Phys.* **43**, 4075 (1972).
- Destriau G. «Scintillations of zinc sulfides with alpha-rays» *J. Chimie Physique* **33**, 587 (1936).
- Duke C. B. and Holonyak Jr. N. «Advances in light-emitting diodes» *Physics Today*, December issue, p. 23 (1973).
- Eastman P. C., Haering R. R., and Barnes P. A. «Injection electroluminescence in metal-semiconductor tunnel diodes» *Solid-State Electronics* **7**, 879 (1964).
- Edmond J. A., Kong H. S., and Carter Jr. C. H. «Blue LEDs, UV photodiodes and high-temperature rectifiers in 6 H-SiC» *Physica B* **185**, 453 (1993).

- Filsinger D. H. and Bourrie D. B. «Silica to silicon: Key carbothermic reactions and kinetics» *J. Amer. Ceram. Soc.* **73**, 1726 (1990).
- Fletcher R. M., Kuo C., Osentowski T. D., and Robbins V. M. «Light-emitting diode with an electrically conductive window» US Patent 5,008,718 (1991).
- Foster L. M. and Pilkuhn M. «Electroluminescence near bandgap in GaP containing shallow donor and acceptor levels» *Appl. Phys. Lett.* **7**, 65 (1965).
- Grimmeiss H. G. and Scholz H. J. «Efficiency of recombination radiation in GaP» *Phys. Lett.* **8**, 233 (1964).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. «The effect of nitrogen doping on GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> electroluminescent diodes» *Appl. Phys. Lett.* **19**, 184 (1971).
- Groves W. O. and Epstein A. S. «Epitaxial deposition of III-V compounds containing isoelectronic impurities» US Patent 4,001,056 issued Jan. 4 (1977).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. «Process for the preparation of electroluminescent III-V materials containing isoelectronic impurities» US Patent Re. 29,648 issued May 30 (1978a).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. «GaAsP electroluminescent device doped with isoelectronic impurities» US Patent Re. 29,845 issued Nov. 21 (1978b).
- Guo X., Graff J. W., and Schubert E. F. «Photon recycling semiconductor light-emitting diode» *IEDM Technical Digest*, **IEDM-99**, 600 (Dec. 1999).
- Hall R. N., Fenner G. E., Kingsley J. D., Soltys T. J., and Carlson R. O. «Coherent light emission from GaAs junctions» *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- Herzog A. H., Groves W. O., and Craford M. G. «Electroluminescence of diffused GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> diodes with low donor concentrations» *J. Appl. Phys.* **40**, 1830 (1969).
- Holonyak Jr. N. «Active region in visible-light diode laser» *Electronics* **36**, 35 (1963).
- Holonyak Jr. N. «Laser action in Ga(AsP) and GaAs» *Proc. IEEE* **52**, 104 (1964).
- Holonyak Jr. N., personal communication (2000).
- Holonyak Jr. N. and Bevacqua S. F. «Coherent (visible) light emission from Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) junctions» *Appl. Phys. Lett.* **1**, 82 (1962).
- Holonyak Jr. N., Bevacqua S. F., Bielan C. V., Carranti F. A., Hess B. G., and Lubowski S. J. «Electrical properties of Ga(AsP) pn junctions» *Proc. IEEE* **51**, 364 (1963a).
- Holonyak Jr. N., Bevacqua S. F., Bielan C. V., and Lubowski S. J. «The «direct-indirect» transition in Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) p-n junctions» *Appl. Phys. Lett.* **3**, 47 (1963b).
- Holonyak Jr. N., Nuese C. J., Sirkis M. D., and Stillman G. E. «Effect of donor impurities on the direct-indirect transition in Ga(AsP)» *Appl. Phys. Lett.* **8**, 83 (1966).
- Huang K.-H. and Chen T.-P. «Light-emitting diode structure» US Patent 5,661,742 (1997).
- Ikeda M., Nakano K., Mori Y., Kaneko K. and Watanabe N. «MOCVD growth of AlGaInP at atmospheric pressure using triethylmetals and phosphine» *J. Cryst. Growth* **77**, 380 (1986).

- Isihamatsu S. and Okuno Y. «High efficiency GaAlAs LED» *Optoelectronics — Dev. Technol.* **4**, 21 (1989).
- Itaya K., Ishikawa M., and Uematsu Y. «636 nm room temperature cw operation by heterobarrier blocking structure InGaAlP laser diodes» *Electronics Lett.* **26**, 839 (1990).
- Jacobson N. S., Lee K. N., and Fox D. S. «Reactions of SiC and SiO<sub>2</sub> at elevated temperatures» *J. Amer. Ceram. Soc.* **75**, 1603 (1992).
- Juza R. and Hahn H. «On the crystal structure of Cu<sub>3</sub>N, GaN and InN (translated from German)» *Zeitschrift fuer anorganische und allgemeine Chemie* **239**, 282 (1938).
- Kish F. A. and Fletcher R. M. «AlGaInP light-emitting diodes» in *High Brightness Light-Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, Semiconductors and Semimetals **48**, p. 149 (Academic Press, San Diego, 1997).
- Kobayashi K., Kawata S., Gomyo A., Hino I. and Suzuki T. «Room-temperature cw operation of AlGaInP double-heterostructure visible lasers» *Electron. Lett.* **21**, 931 (1985).
- Krames M. R., Ochiai-Holcomb M., Höfler G. E., Carter-Coman C., Chen E. I., Tan I.-H., Grillot P., Gardner N. F., Chui H. C., Huang J.-W., Stockman S. A., Kish F. A., Craford M. G., Tan T. S., Kocot C. P., Hueschen M., Posselt J., Loh B., Sasser G., and Collins D. «High-power truncated-inverted-pyramid (Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P/GaP light-emitting diodes exhibiting > 50% external quantum efficiency» *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2365 (1999).
- Krames M. R., Amano H., Brown J. J., and Heremans P. L. «High-efficiency light-emitting diodes» Special Issue of *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 185 (2002).
- Kuo C. P., Fletcher R. M., Osentowski T. D., Lardizabel M. C., Craford M. G., and Robbins V. M. «High performance AlGaInP visible light-emitting diodes» *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2937 (1990).
- Loebner E. E. «Subhistories of the light-emitting diode» *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-23**, 675 (1976).
- Logan R. A., personal communication (2000).
- Logan R. A., White H. G., and Trumbore F. A. «P-n junctions in compensated solution grown GaP» *J. Appl. Phys.* **38**, 2500 (1967a).
- Logan R. A., White H. G., and Trumbore F. A. «P-n junctions in GaP with external electroluminescence efficiencies ~ 2% at 25 °C» *Appl. Phys. Lett.* **10**, 206 (1967b).
- Logan R. A., White H. G., Wiegmann W. «Efficient green electroluminescence in nitrogen-doped GaP p-n junctions» *Appl. Phys. Lett.* **13**, 139 (1968).
- Logan R. A., White H. G., and Wiegmann W. «Efficient green electroluminescent junctions in GaP» *Solid State Electronics* **14**, 55 (1971).
- Lorenz M. R. and Binkowski B. B. «Preparation, stability, and luminescence of gallium nitride» *J. Electrochem. Soc.* **109**, 24 (1962).
- Lossev O. V. «Luminous carborundum detector and detection effect and oscillations with crystals» *Philosophical Magazine* **6**, 1024 (1928).

- Maruska H. P., personal communication. The photograph of a GaN MIS LED is gratefully acknowledged (2000).
- Maruska H. P. and Pankove J. I. «Efficiency of GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> electroluminescent diodes» *Solid State Electronics* **10**, 917 (1967).
- Maruska H. P. and Tietjen J. J. «The preparation and properties of vapour-deposited single-crystalline GaN» *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327 (1969).
- Maruska H. P., Rhines W. C., Stevenson D. A. «Preparation of Mg-doped GaN diodes exhibiting violet electroluminescence» *Mat. Res. Bull.* **7**, 777 (1972).
- Maruska H. P., Stevenson D. A., Pankove J. I. «Violet luminescence of Mg-doped GaN (light-emitting diode properties)» *Appl. Phys. Lett.* **22**, 303 (1973).
- Maruska H. P., Anderson L. J., Stevenson D. A. «Microstructural observations on gallium nitride light-emitting diodes» *J. Electrochem. Soc.* **121**, 1202. (1974a)
- Maruska H. P. and Stevenson D. A. «Mechanism of light production in metal-insulator-semiconductor diodes; GaN:Mg violet light-emitting diodes» *Solid State Electronics* **17**, 1171 (1974b).
- Mueller G. (Editor) *Electroluminescence I Semiconductors and Semimetals* **64** (Academic Press, San Diego, 2000).
- Mukai, Takashi, personal communication (2005).
- Nakamura S., Senoh M., and Mukai T. «Highly p-type Mg doped GaN films grown with GaN buffer layers» *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L 1708 (1991).
- Nakamura S., Senoh M., and Mukai T. «P-GaN/n-InGaN/n-GaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes» *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, L8 (1993a).
- Nakamura S., Senoh M., and Mukai T. «High-power InGaN/GaN double-heterostructure violet light-emitting diodes» *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2390. (1993b)
- Nakamura S., Iwasa N., and Senoh M. «Method of manufacturing p-type compound semiconductor» US Patent 5,306,662 (1994a).
- Nakamura S., Mukai T., and Senoh M. «Candela-class high-brightness In-GaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes» *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1687 (1994b).
- Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagahama S. «High-brightness InGaIn blue, green, and yellow light-emitting diodes with quantum well structures» *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L797 (1995).
- Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Sugimoto Y., and Kiyoku H. «Room-temperature continuous-wave operation of InGaIn multi-quantum-well structure laser diodes» *Appl. Phys. Lett.* **69**, 4056 (1996).
- Nakamura S. and Fasol G. *The Blue Laser Diode* (Springer, Berlin, 1997).
- Nakamura S. *Breakthrough with Anger* (Shueisha, Tokyo, 2001). See also *Compound Semiconductors* **7**, No. 7, 25 (Aug. 2001) and **7**, No. 9, 15 (Oct. 2001).
- Nathan M. I., Dumke W. P., Burns G., Dill Jr. F. H., and Lasher G. J. «Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions» *Appl. Phys. Lett.* **1**, 62 (1962).

- Nichia Corporation *Remarkable Technology* edited by I. Matsushita and E. Shibata (Nichia Company, Tokushima, Japan, 2004).
- Nuese C. J., Stillman G. E., Sirkis M. D., and Holonyak Jr. N. «Gallium arsenide-phosphide: crystal, diffusion, and laser properties» *Solid State Electronics* **9**, 735 (1966).
- Nuese C. J., Tietjen J. J., Gannon J. J., and Gossenberger H. F. «Optimization of electroluminescent efficiencies for vapor-grown GaAsP diodes» *J. Electrochem. Soc.: Solid State Sci.* **116**, 248 (1969).
- Ohba Y., Ishikawa M., Sugawara H., Yamamoto T., and Nakanisi T. «Growth of high-quality InGaAlP epilayers by MOCVD using methyl metalorganics and their application to visible semiconductor lasers» *J. Cryst. Growth* **77**, 374 (1986).
- Osram Opto Semiconductors «LEDs bridge time and space» press release, June 17 (2004).
- Pankove J. I. and Berkeyheiser J. E. «A light source modulated at microwave frequencies» *Proc. IRE*, **50**, 1976 (1962).
- Pankove J. I. and Massoulié M. J. «Injection luminescence from GaAs» *Bull. Am. Phys. Soc.* **7**, 88 (1962).
- Pankove J. I., Berkeyheiser J. E., Maruska H. P., and Wittke J. «Luminescent properties of GaN» *Solid State Commun.* **8** 1051 (1970a).
- Pankove J. I., Maruska H. P., and Berkeyheiser J. E. «Optical absorption of GaN» *Appl. Phys. Lett.* **17**, 197 (1970b).
- Pankove J. I., Miller E. A., Richman D., and Berkeyheiser J. E. «Electroluminescence in GaN» *J. Luminescence* **4**, 63 (1971a).
- Pankove J. I., Miller E. A., and Berkeyheiser J. E. «GaN electroluminescent diodes» *RCA Review* **32**, 383 (1971b).
- Pankove J. I., Miller E. A., and Berkeyheiser J. E. «GaN blue light-emitting diodes» *J. Luminescence* **5**, 84 (1972).
- Pankove J. I. and Lampert M. A. «Model for electroluminescence in GaN» *Phys. Rev. Lett.* **33**, 361 (1974).
- Perry T. S. «M. George Craford» *IEEE Spectrum*, February issue, p. 52 (1995).
- Pilkuhn M. H. and Rupprecht H. «Light emission from GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub> diodes» *Trans. Metallurgical Soc. AIME* **230**, 282 (1964).
- Pilkuhn M. H. and Rupprecht H. «Electroluminescence and lasing action in GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub>» *J. Appl. Phys.* **36**, 684 (1965).
- Pilkuhn M. H. «Light-emitting diodes» in *Handbook of Semiconductors* edited by T. S. Moss, **4**, edited by C. Hilsum, p. 539 (1981).
- Pilkuhn M. H., personal communication. The photograph of GaP:Zn-O LED is gratefully acknowledged (2000).
- Potter R. M., Blank J. M., and Addamiano A. «Silicon carbide light-emitting diodes» *J. Appl. Phys.* **40**, 2253 (1969).
- Quist T. M., Rediker R. H., Keyes R. J., Krag W. E., Lax B., McWhorter A. L. and Zeigler H. J. «Semiconductor maser of GaAs» *Appl. Phys. Lett.* **1**, 91 (1962).

- Rostky G. «LEDs cast Monsanto in unfamiliar role» *Electronic Engineering Times (EETimes)* on the internet, see <http://eetimes.com/anniversary/design-classics/monsanto.html>, Issue 944, March 10 (1997).
- Round H. J. «A note on carborundum» *Electrical World*, **19**, 309 (1907).
- Rupprecht H., Pilkuhn M., and Woodall J. M. «Continuous stimulated emission from GaAs diodes at 77 K» (First report of 77 K cw laser) *Proc. IEEE* **51**, 1243. (1963).
- Rupprecht H., Woodall J. M., Konnerth K., and Pettit D. G. «Efficient electroluminescence from GaAs diodes at 300 K» *Appl. Phys. Lett.* **9**, 221 (1966).
- Rupprecht H., Woodall J. M., and Pettit G. D. «Efficient visible electroluminescence at 300 K from AlGaAs pn junctions grown by liquid phase epitaxy» *Appl. Phys. Lett.* **11**, 81 (1967).
- Rupprecht H., Woodall J. M., Pettit G. D., Crowe J. W., and Quinn H. F. «Stimulated emission from AlGaAs diodes at 77 K» *Quantum Electron.* **4**, 35 (1968).
- Rupprecht H., personal communication (2000).
- Schubert E. F., Wang Y.-H., Cho A. Y., Tu L.-W., and Zydzik G. J. «Resonant cavity light-emitting diode» *Appl. Phys. Lett.* **60**, 921 (1992).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Micovic M., Malik R. J., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. «Highly efficient light-emitting diodes with microcavities» *Science* **265**, 943 (1994).
- Schubert E. F., Grieshaber W., and Goepfert I. D. «Enhancement of deep acceptor activation in semiconductors by superlattice doping» *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3737 (1996).
- Seiko Corporation «Pulsar — it's all in the details» [www.pulsarwatches-europe.com](http://www.pulsarwatches-europe.com) (2004).
- Shimada J., Kawakami Y., and Fujita S. «Medical lighting composed of LEDs arrays for surgical operation» *SPIE Photonics West: Light Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications*, **4278**, 165, San Jose, January 24–25 (2001).
- Shimada J., Kawakami Y., and Fujita S. «Development of lighting goggle with power white LED modules» *SPIE Photonics West: Light Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications*, **4996**, 174, San Jose, January 28–29 (2003).
- Stringfellow G. B. and Craford M. G. (Editors) *High Brightness Light-Emitting Diodes Semiconductors and Semimetals* **48** (Academic Press, San Diego, 1997).
- Sugawara H., Ishikawa M., Kokubun Y., Nishikawa Y., and Naritsuka S. «Semiconductor light-emitting device» US Patent 5,048,035 (1991).
- Thomas D. G., Hopfield J. J., and Frosch C. J. «Isoelectronic traps due to nitrogen in gallium phosphide» *Phys. Rev. Lett.* **15**, 857 (1965).
- Violin E. E., Kalnín A. A., Pasyukov V. V., Tairov Y. M., and Yaskov D. A. «Silicon Carbide — 1968» *2nd International Conference on Silicon Carbide*, published as a special issue of the *Materials Research Bulletin*, p. 231 (1969).
- Welker H. «On new semiconducting compounds (translated from German)» *Zeitschrift für Naturforschung* **7a**, 744 (1952).



- Welker H. «On new semiconducting compounds II (translated from German)» *Zeitschrift für Naturforschung* **8a**, 248 (1953).
- Wolfe C. M., Nuese C. J., and Holonyak Jr. N. «Growth and dislocation structure of single-crystal Ga(AsP)» *J. Appl. Phys.* **36**, 3790 (1965).
- Woodall J. M., personal communication (2000).
- Woodall J. M., Potemski R. M., Blum S. E., and Lynch R. «AlGaAs LED structures grown on GaP substrates» *Appl. Phys. Lett.* **20**, 375 (1972).

#### Дополнение редактора

1. Лосев О. В. У истоков полупроводниковой техники: избранные труды. — Л.: Наука, 1972. — 202 с.
2. Павличенко В. И., Рыжиков И. В., Кмита Т. Г., Карагеоргиев-Алкаев П. М., Лейдерман А. Ю. Электролюминесценция диодов из карбида кремния // ФТП. 1966. Т. 8, № 4. С. 1239–1242.
3. Горюнова Н. А. Сложные алмазоподобные полупроводники. Изд. «Сов. Радио», 1968. — 318 с.
4. Юнович А. Э., Елисеев П. Г. Излучательная рекомбинация, когерентное излучение и оптические свойства арсенида галлия // Арсенид галлия. Томск: Изд-во ТГУ, 1968. С. 129–159.
5. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП. 1998. Т. 32, № 1. С. 3–18.
6. Алферов Ж. И. Физика и Жизнь. — С.-Петербург: Наука, 2000. — 255 с.
7. Юнович А. Э. Излучательная рекомбинация и оптические свойства фосфида галлия // В сборнике «Излучательная рекомбинация в полупроводниках». — М.: Наука, 1972. С. 224–304.
8. Кесаманлы Ф. П. Нитрид галлия. Зонная структура, свойства и перспективы применения // ФТП. 1974. Т. 8, № 2. С. 225–240.
9. Четверикова И. Ф., Чукичев М. В., Храпцов А. П. Оптические свойства нитрида галлия // Обзоры по электронной технике. 1982. Сер. 6. Вып. 1. С. 945. Вып. 8 С. 911.
10. Сапарин Г. В., Обыден С. К., Четверикова И. Ф., Чукичев М. В. // Бюлл. МГУ. Сер. 3. Физика и астрономия. 1983. Т. 24, № 3. — С. 56–59.
11. Перловский Г. В., Обыден С. К., Сапарин Г. В., Попов С. И. Температурная релаксация катодолюминесценции, стимулированной электронным пучком в GaN:Zn // Бюлл. МГУ. Сер. 3. Физика и астрономия. 1984. Т. 25, № 3. С. 21–26.
12. Шагалов М. Д., Сидоров В. Г., Дрижук А. Г., Андреев В. М., Оплеснин В. Л. А.С. СССР 699967, НО1L 33/00. «Источник света», No 2628156/18-25. Приор. 14.06.1978.
13. Зюганов А. Н., Зориков В. В. и др. О *p-n*-включениях в *p-i-n*-структурах на основе GaN // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 7, № 19. С. 1153–1157.
14. Долгинов Л. М., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г. Многокомпонентные полупроводниковые твердые растворы и их применение в лазерах // Квант. электроника. 1976. Т. 8. Вып. 7. С. 1881–1893.
15. Юнович А. Э. Светодиоды на основе гетероструктур из нитрида галлия и его твердых растворов // Светотехника. 1996, Вып. 5/6. С. 2–7.
16. Юнович А. Э. Ключ к синему лучу или о светодиодах и лазерах, голубых и зеленых. Химия и жизнь. 1999. № 5–6. С. 46–48.

17. Юнович А. Э. Свет из гетеропереходов // Природа. 2001. № 6. С. 38–46.
18. Юнович А. Э. Светодиоды как основа освещения будущего // Светотехника. 2003. № 3. С. 2–7.
19. Бахтизин Р. З. Голубые диоды // Соросовский обр. журнал. 2001. № 3. С. 75–83.
20. Тринчук Б. Ф. Светосигнальная аппаратура на светодиодах // Светотехника. 1997. № 5. С. 6–11.
21. Юнович А. Э. Исследования и разработки светодиодов в мире и возможности развития светодиодной промышленности в России // Светотехника, 2007, № 6, с. 13–17.

## Глава 2

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ И БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ  
РЕКОМБИНАЦИЯ

Рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках бывает излучательной, т. е. с испусканием фотонов, и безызлучательной. В излучающих устройствах преобладает первый тип рекомбинации. Однако на практике безызлучательную рекомбинацию никогда не удастся свести к нулю. Таким образом, в полупроводниках всегда происходит конкуренция между двумя видами рекомбинации. Далее будут описаны способы увеличения вероятности излучательных процессов при одновременном снижении вероятности безызлучательных.

## 2.1. Излучательная рекомбинация пар электрон-дырка

Независимо от того, является полупроводник легированным или нет, в нем всегда присутствуют оба типа свободных носителей: электроны и дырки. В условиях равновесия, т. е. когда материал не подвергается никаким внешним воздействиям, например воздействию света и электрических полей, выполняется закон действующих масс, который гласит, что произведение концентраций электронов и дырок при заданной температуре является константой, т. е.

$$n_0 p_0 = n_i^2, \quad (2.1)$$

где  $n_0$  и  $p_0$  — равновесные концентрации электронов и дырок, а  $n_i$  называется собственной концентрацией. Этот закон справедлив только для невырожденных легированных полупроводников (см. для примера работу Schubert, 1993)<sup>1)</sup>.

Избыток носителей в полупроводниках создается при поглощении фотонов либо при инжекции в материал электронов. Суммарная концентрация носителей равна сумме их равновесных концентраций и концентрации соответствующих избыточных носителей, т. е.

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p, \quad (2.2)$$

где  $\Delta n$  и  $\Delta p$  — концентрации избыточных электронов и дырок.

<sup>1)</sup> См. книги [1–2].

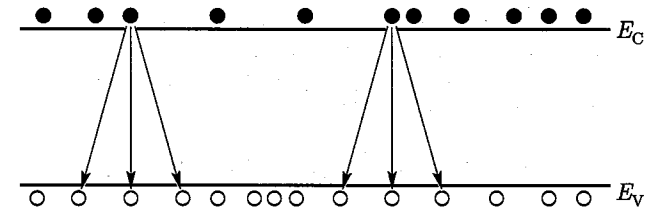


Рис. 2.1. Иллюстрация рекомбинации электронно-дырочных пар. Количество актов рекомбинации пропорционально произведению концентраций дырок и электронов, т. е.  $R \propto np$

Перейдем к рекомбинации пар носителей. На рис. 2.1 представлена зонная диаграмма полупроводника, на которой показаны электроны и дырки. Нас интересует скорость уменьшения концентрации носителей, которая является скоростью рекомбинации и обозначается  $R$ . Рассмотрим теперь поведение электрона в зоне проводимости. Вероятность его рекомбинации с дыркой пропорциональна концентрации дырок, т. е.  $R \propto p$ . При этом число актов рекомбинации будет пропорционально концентрации электронов. Следовательно, скорость рекомбинации пропорциональна произведению концентраций дырок и электронов, т. е.  $R \propto n \cdot p$ . Используя коэффициент пропорциональности, скорость рекомбинации, происходящей в единицу времени в единичном объеме, можно определить так:

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = B \cdot n \cdot p. \quad (2.3)$$

Это выражение называется *уравнением скорости бимолекулярной рекомбинации*, а  $B$  — *коэффициентом бимолекулярной рекомбинации*. Для полупроводников типа  $A^{III}B^V$  типичные значения коэффициента  $B$  составляют  $10^{-11}$ – $10^{-9}$  см<sup>3</sup>/с и его можно определить по модели Ван Розбука–Шокли, описанной в гл. 3.

## 2.2. Излучательная рекомбинация при низком уровне возбуждения

Рассмотрим динамику процесса рекомбинации, т. е. опишем его в виде функций, зависящих от времени. Предположим, что образец полупроводника подвергается воздействию света. Поскольку электроны и дырки возбуждаются и исчезают в процессе рекомбинации парами, установившиеся концентрации избыточных электронов и дырок равны:

$$\Delta n(t) = \Delta p(t). \quad (2.4)$$

Используя уравнение (2.3), скорость рекомбинации можно записать в виде

$$R = B [n_0 + \Delta n(t)] \cdot [p_0 + \Delta p(t)]. \quad (2.5)$$

При низком уровне возбуждения концентрация носителей, образованных за счет генерации под воздействием света, намного меньше концентрации основных носителей, т.е.  $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$ . Подставляя уравнение (2.4) в (2.5), получаем

$$R = B \cdot n_i^2 + B(n_0 + p_0) \cdot \Delta n(t) = R_0 + R_{\text{exc}}. \quad (2.6)$$

Первое слагаемое правой части уравнения называется *равновесной скоростью рекомбинации*, а второе — *скоростью рекомбинации избыточных носителей*.

Зависимость концентрации носителей от времени определяется при помощи уравнения (2.3):

$$\frac{dn(t)}{dt} = G - R = (G_0 + G_{\text{exc}}) - (R_0 + R_{\text{exc}}), \quad (2.7)$$

где  $G_0$  и  $R_0$  — равновесные скорости генерации и рекомбинации носителей.

При воздействии света на полупроводник в нем образуются избыточные носители. Предположим, что в момент  $t = 0$  воздействие света прекращается, т.е.  $G_{\text{exc}}$  становится равным нулю (рис. 2.2). Подставив уравнение (2.6) в (2.7) и считая, что  $G_0 = R_0$ , найдем выражение для скорости рекомбинации:

$$\frac{d}{dt} \Delta n(t) = -B(n_0 + p_0) \cdot \Delta n(t). \quad (2.8)$$

Данное дифференциальное уравнение решается методом разделения переменных, и его решение имеет вид

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-B(n_0 + p_0)t}, \quad (2.9)$$

где  $\Delta n_0 = \Delta n(t = 0)$ .

Это уравнение можно записать так:

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-t/\tau}. \quad (2.10)$$

Здесь  $\tau$  — время жизни носителей, определяемое выражением

$$\tau = [B(n_0 + p_0)]^{-1}. \quad (2.11)$$

Для полупроводников с определенным типом легирования уравнение (2.11) можно переписать в виде

$$\tau_n = \frac{1}{B \cdot p_0} = \frac{1}{B \cdot N_A} \quad \text{для } p\text{-типа}, \quad (2.12)$$

$$\tau_p = \frac{1}{B \cdot n_0} = \frac{1}{B \cdot N_D} \quad \text{для } n\text{-типа}. \quad (2.13)$$

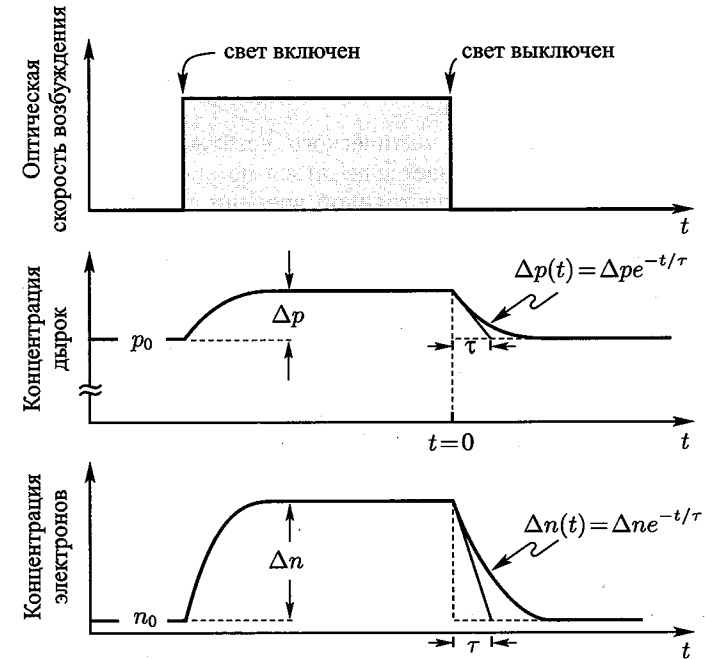


Рис. 2.2. Зависимости от времени концентраций носителей: до, в течение и после оптического импульса возбуждения. Предполагается, что полупроводник обладает проводимостью  $p$ -типа, т.е.  $p_0 \gg n_0$ . Поскольку генерация дырок и электронов происходит парами, справедливо соотношение  $\Delta n = \Delta p$ . При низком уровне возбуждения, показанном здесь,  $\Delta n \ll p_0$ . В большинстве случаев равновесная концентрация неосновных носителей очень мала, поэтому  $n_0 \ll \Delta n$

где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — времена жизни электронов и дырок. Используя данный результат для полупроводников определенного типа проводимости, уравнение (2.8) можно записать в упрощенной форме:

$$\frac{d}{dt} \Delta n(t) = -\frac{\Delta n(t)}{\tau_n} \quad \text{для } p\text{-типа}, \quad (2.14)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta p(t) = -\frac{\Delta p(t)}{\tau_p} \quad \text{для } n\text{-типа}. \quad (2.15)$$

Эти выражения часто называют *уравнениями скорости молекулярной рекомбинации*.

На рис. 2.2 концентрации основных и неосновных носителей в полупроводнике  $p$ -типа показаны в виде функций времени (аналогичным образом можно представить полупроводник  $n$ -типа). Построенные зависимости соответствуют случаю низкого уровня возбуждения, при котором концентрация носителей, образованных возбуждением под

действием света, намного меньше концентрации основных носителей. Однако при этом концентрация носителей, образованных под воздействием света, намного превышает концентрацию неосновных носителей.

По окончании импульса оптического возбуждения концентрация неосновных носителей начинает снижаться по экспоненциальному закону с характеристической постоянной времени  $\tau$ , называемой *временем жизни неосновных носителей*.

Концентрация основных носителей снижается с той же постоянной времени. Однако в процессе рекомбинации исчезает только очень *небольшая доля* основных носителей, что также показано на рис. 2.2. При низком уровне возбуждения среднее время, требующееся основным носителям для рекомбинации, намного превышает время жизни неосновных носителей. На практике часто считают, что время жизни основных носителей является бесконечно большой величиной.

На рис. 2.3 показаны теоретические и экспериментальные зависимости времени жизни неосновных носителей в GaAs от концентрации легирующих примесей. Теоретическая зависимость рассчитана по формуле (2.10) при  $B = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . В номинально нелегированном материале время жизни неосновных носителей, измеренное в GaAs при комнатной температуре, составило 15 мкс (Nelson, Sobers, 1978a, 1978b)<sup>1)</sup>.

#### Упражнение. Определение времени жизни неосновных носителей

Требуется определить время жизни неосновных носителей в GaAs p-типа при концентрациях легирующих примесей  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Коэффициент бимолекулярной рекомбинации считается равным  $B = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ . Предполагается, что удалось получить беспримесный GaAs. Оцените время жизни носителей в таком материале, если их концентрация составляет:  $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ .

#### Решение

При  $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_n = 10$  мкс.

При  $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_n = 10$  нс.

В нелегированном GaAs  $\tau = 2500$  с.

Обсудите, как время жизни носителей и концентрация легирующей примеси влияют на скорость модуляции светодиодов, используемых в системах связи.

### 2.3. Излучательная рекомбинация при высоком уровне возбуждения

При высоком уровне возбуждения концентрация носителей, образованных за счет возбуждения под воздействием света, намного больше равновесной концентрации носителей, т. е.  $\Delta n \gg (n_0 + p_0)$ .

<sup>1)</sup> См. приоритетные работы Д. З. Гарбузова [3].

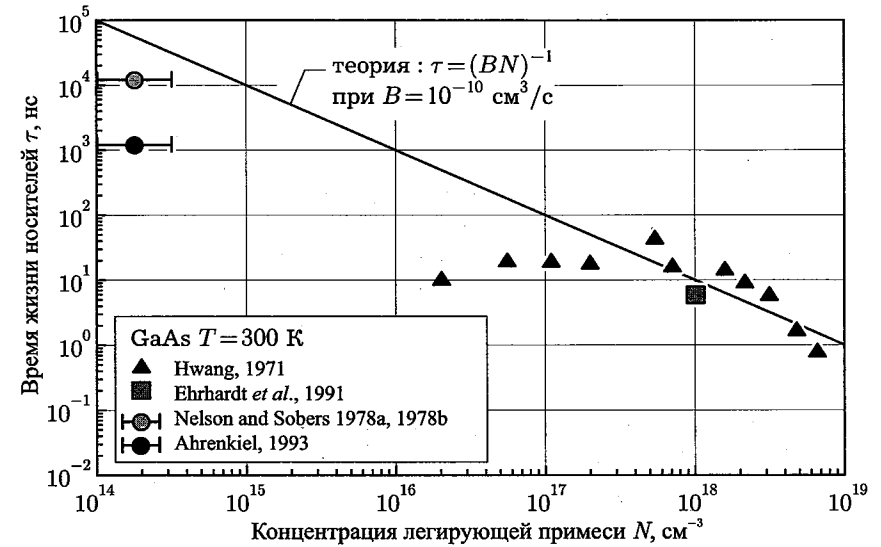


Рис. 2.3. Зависимость времени жизни неосновных носителей от концентрации легирующих примесей, полученная для GaAs при температуре 300 К. Время жизни определялось по результатам измерений времени затухания люминесценции. Точки на графике соответствуют данным (Nelson, Sobers, 1978a, 1978b) и (Ahrenkiel, 1993), полученным на номинально нелегированном материале с концентрацией примесей  $\ll 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Тогда уравнение (2.3) можно записать в виде

$$\frac{d}{dt} \Delta n(t) = -B \cdot \Delta n^2. \quad (2.16)$$

Решим это дифференциальное уравнение методом разделения переменных при начальных условиях  $\Delta n(0) = \Delta n_0$ :

$$\Delta n(t) = \frac{1}{Bt + \Delta n_0^{-1}}. \quad (2.17)$$

В отличие от случая низкого уровня возбуждения здесь снижение концентрации носителей происходит не по экспоненциальному закону.

При соблюдении экспоненциального закона для уменьшения концентрации со значения  $\Delta n_0$  до значения  $\Delta n_0 e^{-1}$  требуется время  $\tau$ . Используя то же самое определение для случая неэкспоненциального снижения концентрации, «постоянную времени» можно вычислить из наклона зависимости (2.17):

$$\tau(t) = -\frac{\Delta n(t)}{(d\Delta n(t)/dt)}. \quad (2.18)$$

Подставив выражение (2.17) в (2.18), получим следующее определение постоянной времени для случая неэкспоненциального затухания:

$$\tau(t) = t + \frac{1}{B \cdot \Delta n_0}. \quad (2.19)$$

Таким образом «постоянная времени» зависит от времени. Из выражения (2.19) также следует, что с течением времени время жизни неосновных носителей растет. Через достаточно большой промежуток времени ситуация станет такой же, как при низком уровне возбуждения, а поэтому и величина  $\tau$  приблизится к значению, определяемому выражением (2.11).

#### 2.4. Уравнение скорости бимолекулярной рекомбинации для структур с квантовыми ямами

Квантовые ямы представляют собой узкие области, расположенные между двумя барьерными слоями, назначение которых заключается в ограничении свободных носителей.

Предположим, что ширина ямы равна  $L_{QW}$ , а плотности носителей в ее зоне проводимости и валентной зоне — соответственно  $n^{2D}$  и  $p^{2D}$ . Тогда эффективные объемные (3D) концентрации электронов и дырок определяются выражениями:  $n^{2D}/L_{QW}$  и  $p^{2D}/L_{QW}$ . Подставив эти значения в уравнение (2.5), найдем для данного случая скорость рекомбинации

$$R = B \cdot \frac{n^{2D}}{L_{QW}} \cdot \frac{p^{2D}}{L_{QW}}. \quad (2.20)$$

Это уравнение иллюстрирует достоинства систем с квантовыми ямами и двойных гетероструктур. Уменьшением ширины квантовой ямы удастся получать высокие значения объемной (3D) концентрации носителей (число носителей в  $1 \text{ см}^3$ ). В результате усиления излучательной рекомбинации время жизни носителей сокращается — см. уравнение (2.11), что приводит к росту квантового выхода.

При достаточно малой ширине квантовой ямы волновая функция перестает соответствовать ее физическим размерам. В этом случае  $L_{QW}$  можно заменить на ширину функции распределения носителей, которая при малой протяженности ямы превышает значение  $L_{QW}$ , поскольку волновая функция при этом распространяется в барьерные слои. Этот эффект необходимо учитывать в системе материалов AlGaAs/GaAs при ширине квантовой ямы менее  $100 \text{ \AA}$ .

#### 2.5. Затухание люминесценции

Уменьшение количества носителей в полупроводниках может быть определено по затуханию люминесценции после короткого импульса

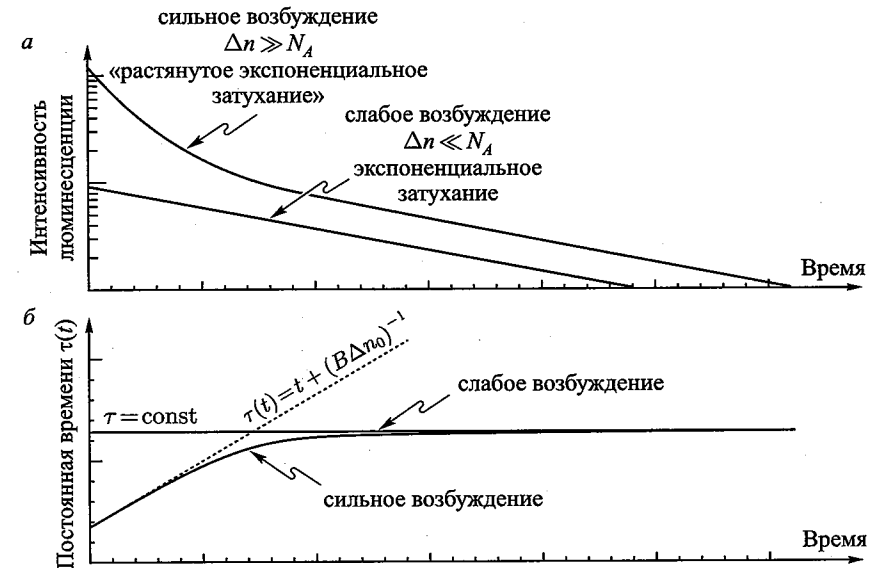


Рис. 2.4. Затухание люминесценции в случае низкого и высокого уровней возбуждения (а). Постоянные времена в случае низкого и высокого уровней возбуждения (б)

оптического возбуждения. Интенсивность люминесценции пропорциональна скорости рекомбинации. Вычислить последнюю соответственно при низком и высоком уровне возбуждения можно с помощью следующих выражений — см. уравнения (2.9) и (2.17):

$$R = -\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{\Delta n_0}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (2.21)$$

$$R = -\frac{dn(t)}{dt} = \frac{-B}{(Bt + \Delta n_0^{-1})^2} \quad (2.22)$$

На рис. 2.4 схематично показан спад люминесценции после возбуждения коротким оптическим импульсом. При низком уровне возбуждения люминесценция уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной времени  $\tau$ . В случае высокого уровня возбуждения затухание люминесценции носит неэкспоненциальный характер. Все неэкспоненциальные функции могут быть выражены через экспоненциальные, постоянные времена которых зависят от времени, т. е. через функции вида:  $[-t/\tau(t)]$ . В большинстве случаев постоянные времена растут со временем. Такой тип функции затухания часто называется *растянутой экспоненциальной функцией*, описывающей спад более медленный, чем экспоненциальный.

Самое распространенное выражение для растянутой экспоненциальной функции имеет вид  $\exp\{-t/\tau(t)\}^\beta$ , где  $\beta$  — параметр, харак-

теризующий степень упорядоченности кристаллических решеток излучающих материалов. При  $\beta = 1$  в кристаллической решетке не наблюдается никаких нарушений, при  $\beta \approx 1/2$  — материал обладает сильно неупорядоченной структурой. Значения  $\beta \approx 1/2$  характерны для таких материалов, как стекло (Phillips, 1996) и неупорядоченные полупроводники. Неэкспоненциальное затухание было открыто Фридрихом Кольраушем в конце 1800-х гг., поэтому оно часто называется *затуханием Кольрауша*.

Параметры динамических процессов рекомбинации носителей в светодиодах определяют их быстродействие, т. е. время их включения и выключения (скорость модуляции). Скорость переключения светодиодов, используемых в системах связи, ограничивается временем жизни неосновных носителей, которое может быть уменьшено либо повышением степени легирования активной области, либо увеличением в ней концентрации инжектированных носителей. Для получения высоких концентраций носителей и, следовательно, снижения их времени жизни используются гетероструктуры, удерживающие свободные носители в узких квантовых ямах.

## 2.6. Безызлучательная рекомбинация в объеме материала

Рекомбинация в полупроводниках бывает в основном двух видов: *излучательная* и *безызлучательная*. На рис. 2.5 показано, что в каждом акте излучательной рекомбинации происходит возбуждение одного фотона с энергией, равной ширине запрещенной зоны. В ходе безызлучательной рекомбинации энергия электрона расходуется на возбуждение колебаний атомов кристаллической решетки, т. е. преобразуется в тепло. По этой причине в излучающих устройствах акты безызлучательной рекомбинации считаются нежелательными.

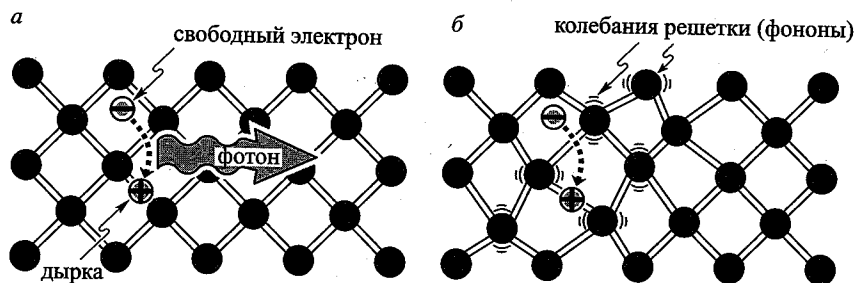


Рис. 2.5. Излучательная рекомбинация электронно-дырочной пары, сопровождающаяся возбуждением фотона с энергией  $h\nu - E_g$  (а). В ходе безызлучательной рекомбинации энергия, высвобождаемая при рекомбинации электронно-дырочной пары, передается фононам (б) (Shockley, 1950)

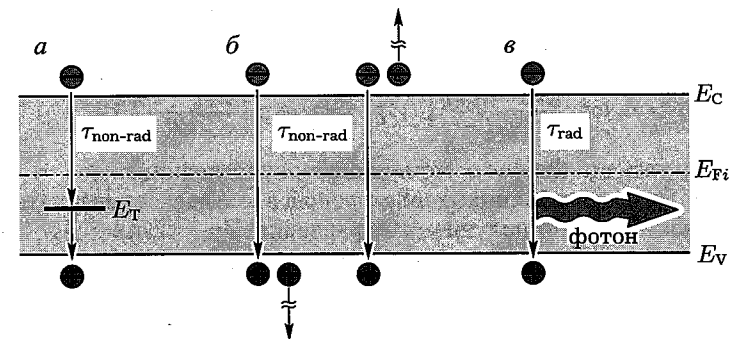


Рис. 2.6. Зонные диаграммы, иллюстрирующие разные типы люминесценции: а — безызлучательная рекомбинация через примесные центры, б — безызлучательная Оже-рекомбинация, в — излучательная рекомбинация

Существует несколько физических механизмов безызлучательной рекомбинации. Причиной ее часто является наличие в кристаллической решетке различных дефектов — атомов примесей, собственных дефектов, дислокаций и их скоплений. В сложных полупроводниках собственными дефектами могут быть междоузлия и вакансии (Longini, Greene, 1956; Baraff, Schluter, 1985). По структуре энергетических уровней такие дефекты сильно отличаются от замещаемых атомов полупроводника. Собственные дефекты часто образуют один или несколько энергетических уровней внутри запрещенной зоны полупроводника.

Энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника являются эффективными центрами безызлучательной рекомбинации, особенно если эти уровни располагаются приблизительно в середине этой зоны. На рис. 2.6 схематично представлена рекомбинация носителей через примесные уровни. Такие примесные уровни часто называют центрами *тушения люминесценции*.

Рекомбинацию свободных носителей через глубокие примесные уровни первыми начали изучать Шокли, Рид и Холл (Hall, 1952; Shockley, Read, 1952), поэтому ее часто так и называют: рекомбинация Шокли-Рида-Холла<sup>1)</sup>. В работе Шокли и Рида (Shockley, Read, 1952) приведено выражение для скорости безызлучательной рекомбинации через центры захвата (ловушки) с энергиями  $E_T$  и концентрацией примесей  $N_T$ :

$$R_{SR} = \frac{p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \Delta p}{(N_T \nu_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T \nu_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)}, \quad (2.23)$$

где  $\Delta n = \Delta p$ ,  $\nu_n$  и  $\nu_p$  — тепловые скорости электронов и дырок,  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  — поперечные сечения захвата ловушек. Величины  $n_1$  и  $p_1$  опре-

<sup>1)</sup> См. книги [1-2].

деляют концентрации электронов и дырок, для которых выполняются соотношения

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right), \quad p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_T}{kT}\right), \quad (2.24)$$

где  $E_{Fi}$  — уровень Ферми собственного полупроводника.

Время жизни избыточных электронов в случае безызлучательной рекомбинации можно получить из уравнения  $R_{SR} = \Delta n/\tau$ :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{(N_T \nu_p \sigma_p)^{-1} (n_0 + n_1 + \Delta n) + (N_T \nu_n \sigma_n)^{-1} (p_0 + p_1 + \Delta p)}. \quad (2.25)$$

Предположим, что рассматриваемый полупроводник является материалом  $p$ -типа. Из этого следует, что основные носители — дырки, т. е.  $p_0 \gg n_0$ ,  $p_0 \gg p_1$ . При небольших отклонениях от равновесного состояния, при которых  $\Delta n \ll p_0$ , время жизни неосновных носителей определяется выражением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{n_0}} = N_T \nu_n \sigma_n. \quad (2.26)$$

Если электроны являются основными носителями, для нахождения времени жизни неосновных носителей (дырок) используется аналогичное выражение

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{p_0}} = N_T \nu_p \sigma_p. \quad (2.27)$$

Из этих выражений видно, что скорость рекомбинации, найденная по уравнениям Шокли–Рида, определяется скоростью захвата неосновных носителей. Предполагая, что вероятность захвата *основных* носителей намного превышает вероятность захвата *неосновных* носителей, можем переписать уравнение (2.25) в виде

$$\frac{1}{\tau} = \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{\tau_{p_0} (n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n_0} (p_0 + p_1 + \Delta p)}. \quad (2.28)$$

При  $\Delta n \ll p_0$  оно упрощается до

$$\tau = \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} + \tau_{p_0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + n_0} \approx \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0}. \quad (2.29)$$

Из последнего уравнения видно, что при небольших отклонениях от равновесного состояния время жизни неосновных носителей в собственных полупроводниках практически не изменяется.

Теперь предположим, что примесные центры захватывают дырки и электроны с одинаковой скоростью, т. е.  $\nu_n \sigma_n = \nu_p \sigma_p$  и  $\tau_{n_0} = \tau_{p_0}$ . Тогда из уравнения (2.29) следует, что

$$\tau = \tau_{n_0} \left(1 + \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0}\right). \quad (2.30)$$

Для собственных полупроводников, у которых  $n_0 = p_0 = n_i$ , это уравнение упрощается:

$$\tau_i = \tau_{n_0} \left(1 + \frac{p_1 + n_1}{2n_i}\right) = \tau_{n_0} \left[1 + \operatorname{ch}\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{kT}\right)\right], \quad (2.31)$$

где  $E_{Fi}$  — уровень Ферми в собственном полупроводнике, который обычно расположен вблизи середины запрещенной зоны. Когда аргумент функции  $\operatorname{ch}$  равен нулю, она имеет минимум. Поэтому при  $E_T = E_{Fi}$ , т. е. когда примесный уровень расположен вблизи середины запрещенной зоны, время жизни неосновных носителей при совершении актов безызлучательной рекомбинации минимально. При наличии таких центров захвата время жизни носителей определяется выражением  $\tau \approx 2\tau_{n_0}$ . Из уравнения (2.31) следует, что глубокие примесные уровни — эффективные центры безызлучательной рекомбинации, если они расположены вблизи середины запрещенной зоны.

Из выражения (2.31) можно также получить температурную зависимость рекомбинации Шокли–Рида: при увеличении температуры время жизни носителей в ходе безызлучательной рекомбинации *сокращается*. В результате этого при высоких температурах эффективность излучательной межзонной рекомбинации *уменьшается*. Максимальная интенсивность излучения в *прямозонных полупроводниках* наблюдается при низких температурах.

Однако некоторые светоизлучающие устройства строятся именно на принципе излучательной рекомбинации на глубоких примесных уровнях. Самым ярким примером являются системы на основе GaP, легированного азотом. Из модели Шокли–Рида следует, что с ростом температуры скорость рекомбинации через глубокие центры захвата увеличивается.

В *непрямозонных полупроводниках*, например GaP, посредниками в излучательных переходах являются фононы. Это означает, что излучательная рекомбинация всегда сопровождается поглощением или испусканием фононов. Поскольку количество фононов увеличивается с ростом температуры, одновременно растет и число актов рекомбинации, связанных с их поглощением.

В непосредственной близости от глубоких примесных центров интенсивность люминесценции падает. Из-за относительно небольшого эффекта влияние единичных *точечных дефектов* отсле-

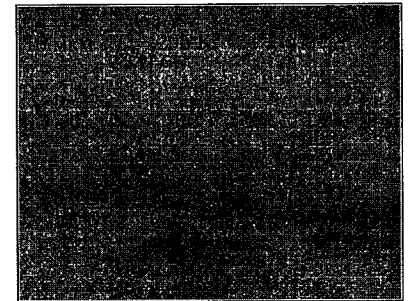


Рис. 2.7. Микроснимок катодоллюминесценции эпитаксиального слоя GaAs. Темные пятна указывают на большие скопления центров безызлучательной рекомбинации (Schubert, 1995)

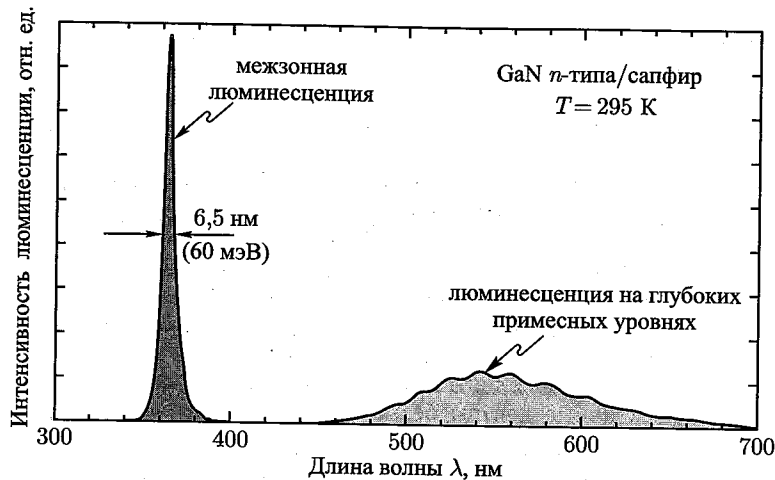


Рис. 2.8. Спектры фотолюминесценции в GaN: первый пик — межзонные оптические переходы на длине волны 365 нм, второй пик — переходы через глубокие примесные центры на длинах волн около 550 нм (Grieshaber, 1996)

дить очень трудно. Однако на практике дефекты часто группируются, образуя кластеры или *пространственные дефекты*. К ним также относятся протяженные дислокации и дислокации несоответствия, появляющиеся при выращивании полупроводников на подложках, постоянные решетки которых отличаются от постоянных решетки эпитаксиальных слоев. Существует множество других пространственных дефектов. На рис. 2.7 показан микроснимок катодолюминесценции слоя GaAs, полученный при комнатной температуре, для иллюстрации того, что такие дефекты по своей природе являются центрами тушения люминесценции. Видно несколько темных пятен, появление которых связано с затуханием люминесценции в окрестности дефектов из-за создания каналов безызлучательной рекомбинации. Размер этих пятен зависит от размеров дефекта и диффузионной длины неосновных носителей.

Несмотря на то, что большинство переходов через глубокие примесные центры относятся к безызлучательным, некоторые из них все же являются излучательными. На рис. 2.8 показан пример излучательной рекомбинации через примесные центры в GaN (Grieshaber, 1996). Представлены спектры люминесценции межзонных переходов на длине волны 365 нм и переходов через глубокие примесные уровни в диапазоне длин волн около 550 нм. Излучение при переходах через примесные центры соответствует желтой области видимого спектра, что объясняется вакансиями атомов галлия — наиболее распространенными точечными дефектами в GaN *n*-типа (Neugebauer, Van de Walle, 1996; Schubert, 1997; Saarinen, 1997).

Причинами возникновения глубоких центров захвата электронов могут быть *собственные дефекты* — вакансии атомов галлия, нежелательные примеси, дислокации, объединения примесей-дефект и комбинации дефектов разных типов. Иногда проходит много лет, прежде чем удается установить истинную природу того или иного дефекта. В работе Пантелидеса (Pantelides, 1992) приведено довольно подробное описание различных дефектов.

Другим механизмом безызлучательной рекомбинации является *ударная Оже-рекомбинация*. При ее протекании энергия, выделяемая при рекомбинации пар электрон-дырка, приблизительно равная  $E_g$ , рассеивается на возбуждение либо свободного электрона в зоне проводимости, либо дырки в валентной зоне. Схематично этот процесс показан на рис. 2.6,б. Возбужденные носители постепенно теряют свою энергию при столкновении с атомами решетки, выделяя при этом фононы, до тех пор пока не вернуться вновь на край соответствующей зоны (проводимости или валентной).

Скорость Оже-рекомбинации определяется следующими соотношениями:

$$R_{\text{Оже}} = C_p \cdot n \cdot p^2, \quad (2.32)$$

$$R_{\text{Оже}} = C_n \cdot n^2 \cdot p. \quad (2.33)$$

Скорость Оже-рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации носителей (электронов или дырок), поскольку в ней участвуют пары носителей одного типа (два электрона или две дырки). Из-за избытка дырок в полупроводниках *p*-типа Оже-рекомбинация чаще протекает по механизму, описанному уравнением (2.32). В полупроводниках *n*-типа для Оже-рекомбинации справедливо выражение (2.33).

В ходе Оже-рекомбинации должны выполняться законы сохранения энергии и импульса. Вследствие различий в структурах валентной зоны и зоны проводимости коэффициенты  $C_p$  и  $C_n$  в полупроводниках обычно имеют разные значения.

При высоком уровне возбуждения неравновесные концентрации носителей намного превышают равновесные значения, поэтому уравнение скорости Оже-рекомбинации можно упростить до вида

$$R_{\text{Оже}} = (C_n + C_p) \cdot n^3 = C \cdot n^3, \quad (2.34)$$

где  $C$  — коэффициент Оже. Численные значения коэффициента  $C$  могут быть найдены из уравнений квантовой механики, учитывающих зонную структуру полупроводника (Agrawal, Dutta, 1986). Для полупроводников типа  $A^{III}B^V$  значения коэффициента Оже обычно лежат в пределах  $10^{-28}$ – $10^{-29}$  см<sup>6</sup>/с (Olshansky, 1984; Agrawal, Dutta, 1986).

В полупроводниках Оже-рекомбинация снижает интенсивность люминесценции только при очень высоком уровне возбуждения или при очень большой инжекции электронов, что связано с кубической зависимостью скорости рекомбинации от концентрации носителей (2.34). При



низких концентрациях носителей скорость Оже-рекомбинации очень мала, поэтому в большинстве практических случаев ею можно пренебречь.

## 2.7. Безызлучательная рекомбинация на поверхности полупроводника

Безызлучательная рекомбинация может происходить не только в объеме, но и на поверхности полупроводников, так как именно здесь часто нарушается периодичность кристаллической решетки. Модель энергетических зон основывается на строгом соблюдении периодичности решетки. Поскольку на поверхности периодичность заканчивается, для поверхностей эту модель необходимо модифицировать, добавив дополнительные электронные уровни в запрещенной зоне полупроводника.

Теперь рассмотрим поверхность полупроводника с химической точки зрения. Атомы, расположенные на поверхности, из-за отсутствия соседних атомов не могут иметь такую же структуру связей, как атомы в глубине полупроводника, и часть их валентных связей остается свободной. Орбитали, не полностью заполненные электронами, называются *оборванными (свободными) связями*. Эти связи являются электронными уровнями, расположенными в запрещенной зоне полупроводника, которые могут играть роль центров рекомбинации. В зависимости от знака заряда эти орбитали могут быть уровнями-акцепторами или уровнями-донорами.

Свободные связи могут замыкаться одна на другую, формируя химические связи между соседними атомами, расположенными на поверхности полупроводника. Такая *перестройка поверхности* ведет к созданию новой *локальной* атомной структуры с энергетическими уровнями, сильно отличающимися от состояний в глубине. Предсказать расположение энергетических уровней поверхностных структур даже при использовании мощных теоретических моделей очень трудно. Поэтому чаще всего применяются феноменологические модели поверхностной рекомбинации.

Бардин и Шокли (Shockley, 1950) первыми догадались о появлении новых энергетических уровней в поверхностных структурах и об их роли как центров рекомбинации.

Оценим влияние поверхностной рекомбинации на распределение носителей в полупроводнике *p*-типа, подвергшемся воздействию облучения. Предположим, что во время облучения скорость генерации  $G$  в любой точке полупроводника одинаковая. Тогда должно выполняться уравнение непрерывности, которое в одномерном представлении для электронов имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = G - R + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} J_n, \quad (2.35)$$

где  $J_n$  — плотность тока, определяемая потоком электронов на поверхности полупроводника. В стационарных условиях в глубине однородного полупроводника это уравнение сводится к виду  $G = R$ . Используя выражение (2.14), определяющее скорость рекомбинации в объеме, найдем объемную концентрацию избыточных носителей  $\Delta n_\infty = G\tau_n$ , показанную на рис. 2.9. Предполагаем, что ток электронов диффузионный, т. е. для него справедливо выражение

$$J_n = eD_n \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x}. \quad (2.36)$$

Тогда, подставив это выражение в уравнение (2.35), получим уравнение непрерывности для диффузионного тока:

$$\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = G - \frac{\Delta n(x, t)}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n(x, t)}{\partial x^2} J_n. \quad (2.37)$$

На поверхности полупроводника из-за существования дополнительных энергетических уровней наблюдается высокая скорость рекомбинации. Поэтому для поверхности справедливо следующее *граничное условие*:

$$eD_n \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = eS \Delta n(x, t) \Big|_{x=0}, \quad (2.38)$$

где  $S$  — скорость поверхностной рекомбинации. Из этого условия следует, что неосновные носители, диффундирующие к поверхности, на ней же и рекомбинируют. Считая, что скорость генерации постоянна во времени, находим, что концентрация неосновных носителей также не зависит от времени. Решение стационарного дифференциального уравнения с вышеприведенным граничным условием имеет вид

$$n(x) = n_0 + \Delta n(x) = n_0 + \Delta n_\infty \left[ 1 - \frac{\tau_n S \exp(-x/L_n)}{L_n + \tau_n S} \right]. \quad (2.39)$$

На рис. 2.9 показаны концентрации носителей вблизи поверхности полупроводника при разных скоростях рекомбинации. При  $S \rightarrow 0$  концентрация неосновных носителей на поверхности равна их концентрации в объеме, т. е.  $n(0) \rightarrow n_0 + \Delta n_\infty$ . При  $S \rightarrow \infty$  концентрация неосновных носителей на поверхности приближается к равновесному состоянию, т. е.  $n(0) \rightarrow n_0$ .

Поверхностная рекомбинация ведет к снижению квантового выхода люминесценции и к нагреву поверхности вследствие актов безызлучательной рекомбинации на ней. В излучающих устройствах оба этих последствия являются нежелательными. В табл. 2.1 приведены данные о скоростях рекомбинации для нескольких типов полупроводников. Видно, что особенно высокой скоростью поверхностной рекомбинации обладает GaAs.

На рис. 2.10 показан микроснимок кристалла GaAs с полосковым металлическим контактом для инъекции тока, иллюстрирующий экс-

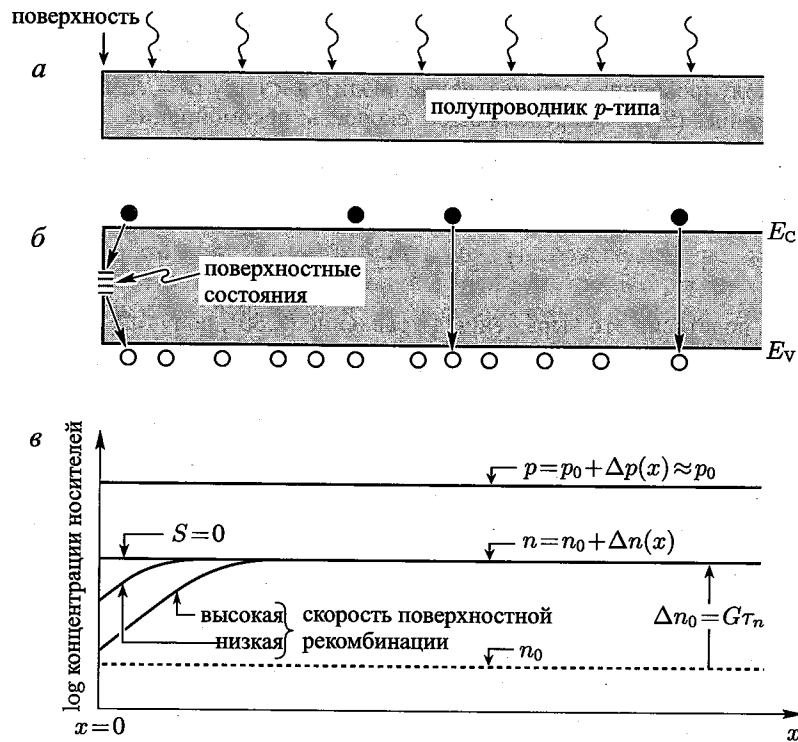


Рис. 2.9. Полупроводник  $p$ -типа, подвергшийся воздействию света (а). Зонная диаграмма (б). Концентрации основных и неосновных носителей вблизи поверхности полупроводника (в). Предполагается, что в результате возбуждения скорость генерации носителей была одинаковой в любой точке материала. Концентрации избыточных носителей обозначены как  $\Delta n$ ,  $\Delta p$

Таблица 2.1. Скорости рекомбинации на поверхности некоторых полупроводников

Полупроводник	Скорость поверхностной рекомбинации, см/с
GaAs	$10^6$
InP	$10^3$
Si	10

периментальное доказательство существования поверхностной рекомбинации. Люминесценция наблюдается со стороны подложки, а контакт располагается сзади излучающей области. Отчетливо видно, что в области рядом с поверхностью люминесценция ослабляется.

Поверхностная рекомбинация может происходить только при наличии носителей обоих типов. При разработке светодиодов важно пом-

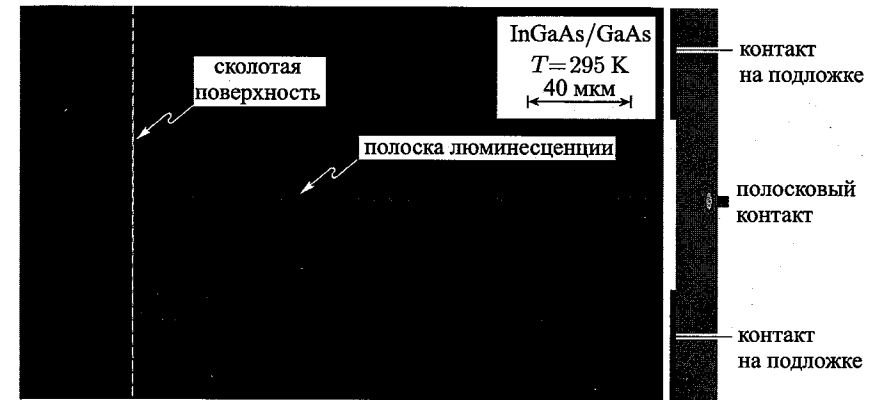


Рис. 2.10. Микроснимок в режиме инжекции тока структуры InGaAs/GaAs, на верхнюю часть которой нанесен полосковый контакт, а на нижнюю часть со стороны подложки — еще один контакт. Люминесценция протекает в активном слое, расположенном под полосковым контактом. Отчетливо видно, что благодаря поверхностной рекомбинации при приближении к поверхности люминесценция ослабляется

нить, что активная область, в которой существуют оба типа носителей, должна располагаться на *значительном расстоянии от любой поверхности*. Этого можно добиться инжекцией носителей под контакт, площадь которого намного меньше площади кристалла полупроводника. Кроме того, этот контакт следует размещать на значительном расстоянии от боковых поверхностей кристалла. Если ток будет втекать в область, расположенную под контактом, носители не будут «видеть» поверхностей полупроводника. Здесь надо отметить, что в монополярных областях полупроводниковых устройств из-за нехватки неосновных носителей поверхностная рекомбинация практически отсутствует.

Для снижения поверхностной рекомбинации разработано несколько методов пассивирования, включающих обработку поверхностей серой или другими химическими реагентами (Lipsanen, 1999).

## 2.8. Конкуренция между излучательной и безызлучательной рекомбинацией

В предыдущих разделах было рассмотрено несколько механизмов безызлучательной рекомбинации: Шокли-Рида, Оже- и поверхностной. Безызлучательную рекомбинацию можно только уменьшить, но устранить полностью невозможно. Например, поверхностную рекомбинацию можно значительно снизить, пространственно отделяя активную область излучения от любых поверхностей. Однако даже при очень больших расстояниях между этой областью и ближайшей поверхно-

стью некоторые носители за счет диффузии все же доберутся до поверхности и там рекомбинируют.

Как и от поверхностной рекомбинации, от безызлучательной рекомбинации в объеме и Оже-рекомбинации никогда не удается полностью избавиться. В любом полупроводниковом кристалле имеются естественные дефекты. Даже если их очень мало, их концентрация все-таки не равна нулю. Из термодинамических расчетов следует, что поскольку для создания в кристаллической решетке точечного дефекта требуется затратить энергию  $E_a$ , вероятность этого на конкретном узле решетки определяется постоянной Больцмана:  $\exp(-E_a/kT)$ . Произведение концентрации узлов решетки на эту постоянную равно концентрации дефектов. Собственные точечные дефекты, а также любые пространственные дефекты, могут приводить к созданию глубоких уровней в запрещенной зоне и, значит, являться центрами безызлучательной рекомбинации.

#### Упражнение. Определение концентрации точечных дефектов

Считаем, что для внедрения постороннего атома в кристаллическую решетку требуется затратить энергию  $E_a = 1,1$  эВ. Определите равновесную концентрацию внедренных дефектов в простой кубической решетке с постоянной  $a_0 = 2,5$  Å.

**Решение:** Концентрация атомов, расположенных в узлах простой кубической решетки, равна  $N = a_0^{-3} = 6,4 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. В равновесном состоянии при комнатной температуре концентрация внедренных дефектов определяется выражением

$$N_{\text{деф.}} = N \cdot \exp(-E_a/kT) = 2,7 \times 10^4 \text{ см}^{-3}.$$

Отметим, что вычисленная по этой формуле концентрация дефектов намного меньше типичных концентраций электронов и дырок. Если дефекты формируют в запрещенной зоне дополнительные уровни, на них происходят акты безызлучательной рекомбинации.

Другой проблемой является химическая чистота полупроводников. Очень трудно вырастить материалы, содержание примесей в которых было бы меньше нескольких атомов на миллиард. Даже у самых чистых полупроводников в 1 см<sup>3</sup> содержится  $10^{12}$  атомов примесей, часть из которых образует глубокие энергетические уровни, снижающие интенсивность люминесценции.

В конце 1950-х гг., когда были впервые продемонстрированы полупроводники группы  $A^{III}B^V$ , внутренний квантовый выход люминесценции, наблюдаемой при комнатной температуре, был очень низкий — доли процента. В настоящее время внутренний квантовый выход качественных объемных полупроводников и структур с квантовыми ямами часто превышает 90%, а иногда достигает 99%. Такой прогресс стал возможным благодаря улучшению качества кристаллов и уменьшению в них концентраций дефектов и примесей.

Перейдем к оценке внутреннего квантового выхода полупроводников с центрами безызлучательной рекомбинации. Обозначим  $\tau_r$  — излучательное время жизни носителей и  $\tau_{nr}$  — время жизни носителей

в ходе безызлучательной рекомбинации. Тогда полная вероятность рекомбинации двух типов определяется суммой этих вероятностей:

$$\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}. \quad (2.40)$$

Относительную вероятность излучательной рекомбинации можно найти как отношение вероятности излучательной рекомбинации к суммарной вероятности. Таким образом, вероятность излучательной рекомбинации или *внутренний квантовый выход излучения* определяется выражением

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}}. \quad (2.41)$$

Внутренний квантовый выход равен отношению числа фотонов, испускаемых внутри полупроводникового материала, к числу электронно-дырочных пар, участвующих в актах рекомбинации. Отметим, что из-за проблем, связанных с поглощением света, далеко не все испущенные фотоны покидают пределы полупроводника.

## Библиографический список

- Agrawal G.P. and Dutta N.K. *Long Wavelength Semiconductor Lasers* (John Wiley and Sons, New York, 1986).
- Ahrenkiel R.K. "Minority-carrier lifetime in III-V semiconductors" in *Minority Carriers in III-V Semiconductors: Physics and Applications* edited by R. K. Ahrenkiel and M. S. Lundstrom, Semiconductors and Semimetals **39**, 40 (Academic Press, San Diego, 1993).
- Aleksiejunas R., Sudzius M., Malinauskas T., Vaitkus J., Jarasiunas K. and Sakai S. "Determination of free carrier bipolar diffusion coefficient and surface recombination velocity of undoped GaN epilayers" *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1157 (2003).
- Baraff G.A. and Schluter M. "Electronic structure, total energies, and abundances of the elementary point defects in GaAs" *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1327 (1985).
- Ehrhardt A., Wettling W., and Bett A. "Transient photoluminescence decay study of minority carrier lifetime in GaAs heteroface solar cell structures" *Appl. Phys. A (Solids and Surfaces)* **A53**, 123 (1991).
- Grieshaber W., Schubert E.F., Goepfert I.D., Karlicek R.F. Jr., Schurman M.J. and Tran C. "Competition between band gap and yellow luminescence in GaN and its relevance for optoelectronic devices" *J. Appl. Phys.* **80**, 4615 (1996).
- Hall R.N. "Electron-hole recombination in germanium" *Phys. Rev.* **87**, 387 (1952).
- Hwang C.J. "Doping dependence of hole lifetime in n-type GaAs" *J. Appl. Phys.* **42**, 4408 (1971).
- Lipsanen H., Sopanen M., Ahopelto J., Sandman J., and Feldmann J. "Effect of InP passivation on carrier recombination in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  surface quantum wells" *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 1133 (1999).

- Longini R.L. and Greene R.F. "Ionization interaction between impurities in semiconductors and insulators" *Phys. Rev.* **102**, 992 (1956).
- Nelson R.J. and Sobers R.G. "Interfacial recombination velocity in GaAlAs/GaAs heterostructures" *Appl. Phys. Lett.* **32**, 761 (1978a).
- Nelson R.J. and Sobers R.G. "Minority-carrier lifetime and internal quantum efficiency of surface-free GaAs" *Appl. Phys. Lett.* **49**, 6103 (1978b).
- Neugebauer J. and Van de Walle C. "Gallium vacancies and the yellow luminescence in GaN" *Appl. Phys. Lett.* **69**, 503 (1996).
- Olshansky R., Su C. B., Manning J., and Powazinik W. "Measurement of radiative and non-radiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources" *IEEE J. Quantum Electronics* **QE-20**, 838 (1984).
- Pantelides S.T. (Editor) *Deep Centers in Semiconductors* (Gordon and Breach, Yverdon, Switzerland, 1992).
- Phillips J.C. "Stretched exponential relaxation in molecular and electronic glasses" *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1133 (1996).
- Saarinен K. et al. "Observation of native Ga vacancies in GaN by positron annihilation" *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3030 (1997).
- Schubert E.F. *Doping in III-V Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge UK, 1993).
- Schubert E.F., unpublished (1995)
- Schubert E.F., Goepfert I., and Redwing J.M. "Evidence of compensating centers as origin of yellow luminescence in GaN" *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3224 (1997).
- Shockley W. *Electrons and Holes in Semiconductors* (D. Van Nostrand Company, New York, 1950).
- Shockley W. and Read W.T. "Statistics of the recombinations of holes and electrons" *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).
- Tu L.W., Kuo W.C., Lee K.H., Tsao P.H., and Lai C.M., Chu A.K., and Sheu J.K. "High-dielectric-constant Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/n-GaN metal-oxide-semiconductor structure" *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3788 (2000).

#### Дополнение редактора

1. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977. Гл. 18. (2-е изд. 1988).
2. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников. — М., Физматлит, 2002. Гл. 6–7.
3. Многопроходные структуры: III. Эффективное время жизни неравновесных носителей / Гарбузов Д. З., Ермакова А. Н., Румянцев В. Д., Трукан М. К., Халфин В. Б. // ФТП. 1977. Т. 11. № 4. С. 717–720.

## Глава 3

### МОДЕЛИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

В этой главе рассматриваются модели излучательной рекомбинации. Первой будет описана достаточно точная теоретическая модель, основанная на уравнениях квантовой механики. Вторая рассматриваемая модель была разработана Ван Росбруком и Шокли (Van Roosbroeck, Shockley, 1954). В основе этой полуклассической модели лежит предположение, что процессы генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар находятся в определенном равновесии. В конце главы будет представлена модель Эйнштейна, в которой механизм рекомбинации рассматривается с точки зрения спонтанных и вынужденных (индуцированных) переходов в атоме с двумя энергетическими уровнями.

#### 3.1. Квантово-механическая модель рекомбинации

В книгах (Bebb, Williams, 1972; Agrawal, Dutta, 1986; Dutta, 1993; Thompson, 1980 et al.)<sup>1)</sup> можно найти уравнения квантовой механики, подробно описывающие механизмы спонтанной рекомбинации, которую мы кратко рассмотрим. В квантовой механике интенсивность спонтанного излучения находят по интенсивности вынужденного излучения, определяемого *золотым правилом квантовой механики, или правилом Ферми*. Правило Ферми определяет вероятность переходов в единицу времени (часто называемую скоростью переходов) из состояния  $j$  в состояние  $m$  под действием возмущения:

$$W_{j \rightarrow m} = \frac{d}{dt} |a'_m(t)|^2 = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |H'_{mj}|^2 \cdot \rho(E = E_j + \hbar\omega_0), \quad (3.1)$$

где  $H'_{mj}$  — *матричный элемент перехода*. В одномерном случае (одна пространственная координата  $x$ ) элемент матрицы, связывающий начальное состояние  $j$  с конечным  $m$ , описывается выражением

$$H'_{mj} = \langle \psi_m^0 | H' | \psi_j^0 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^{0*}(x) \cdot A(x) \cdot \psi_j^0(x) dx, \quad (3.2)$$

<sup>1)</sup> См. книги [1, 2].

где  $H'$  — гамильтониан возмущений. При выводе правила Ферми предполагалось, что возбуждение, исходящее от фотона, является гармоническим, поэтому  $H'$  описывается гармонической функцией:  $H' = A(x) \cdot [\exp(i\omega_0 t) + \exp(-i\omega_0 t)]$ . Из уравнения (3.2) следует, что для существования рекомбинации между электронами и дырками их волновые функции должны хотя бы частично перекрываться, поскольку пространственно разделенные электроны и дырки совершать акты рекомбинации не могут.

Квазиимпульсы электронов при оптических переходах между зоной проводимости и валентной зоной должны оставаться неизменными; это связано с очень малой величиной импульса фотонов ( $p = \hbar \cdot k$ ). Условия сохранения квазиимпульса иногда называют *правилами отбора по волновому вектору  $k$* . Далее в этом разделе мы будем придерживаться уравнений квантовой механики в форме, приведенной Агравалом и Дуттой (Agrawal, Dutta, 1986). К их книге мы рекомендуем обращаться для получения более подробной информации.

Среднее значение матричного элемента для состояний, описываемых функциями Блоха  $|M_b|$  может быть выведено из зонной модели Кейна (Kane, 1957), в которой рассматриваются 4 зоны: зона проводимости и три подзоны валентной зоны — подзона тяжелых дырок, подзона легких дырок и спин-орбитально отщепленная подзона (*s-o*-подзона). В объемных полупроводниках  $|M_b|^2$  определяется выражением (Kane, 1957; Casey, Panish, 1978)

$$|M_b|^2 = \frac{m_e^2 \cdot E_g \cdot (E_g + \Delta)}{12m_e^* \cdot (E_g + 2\Delta/3)}, \quad (3.3)$$

где  $m_e$  — масса свободного электрона,  $E_g$  — запрещенная зона,  $\Delta$  — энергия спин-орбитального расщепления. Для GaAs при  $E_g = 1,424$  эВ,  $\Delta = 0,33$  эВ,  $m_e^* = 0,067m_e$  получим  $|M_b|^2 = 1,3m_e \cdot E_g$ .

Используя правила отбора по волновому вектору, найдем выражение для суммарной скорости спонтанной излучательной рекомбинации в единице объема:

$$r_{sp}(E) = \frac{4\pi \cdot \bar{n} \cdot e^2 \cdot E}{m_e^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar^2 \cdot c^3} \cdot |M_b|^2 \cdot \frac{(2\pi)^3}{V} \cdot 2 \cdot \left( \frac{V}{(2\pi)^3} \right)^2 \cdot \frac{1}{V} \cdot \sum \int \dots \int f_c(E_c) \cdot f_v(E_v) d^3\vec{k}_c d^3\vec{k}_v \delta(\vec{k}_c - \vec{k}_v) \delta(E_i - E_f - E), \quad (3.4)$$

где  $f_c$  и  $f_v$  — функции распределения Ферми для электронов и дырок,  $\bar{n}$  — показатель преломления, член  $\delta(\vec{k}_c - \vec{k}_v)$  обеспечивает выполнение правил отбора по вектору  $k$ . Множитель 2 соответствует двум спиновым состояниям. В уравнении (3.4) знак суммы означает суммирование вдоль всех трех подзон валентной зоны (подзоны тяжелых

дырок, подзоны легких дырок и *s-o*-подзоны). Интегрирование уравнения (3.4) приводит к следующему результату:

$$r_{sp}(E) = \frac{2 \cdot \bar{n} \cdot e^2 \cdot E}{\pi \cdot m_e^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar^2 \cdot c^3} |M_b|^2 \left( \frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g} f_c(E_c) f_v(E_v), \quad (3.5)$$

где

$$E_c = (m_r/m_e^*) \cdot (E - E_g), \quad (3.6)$$

$$E_v = (m_r/m_e^*) \cdot (E - E_g), \quad (3.7)$$

$$m_r = \frac{m_e^* \cdot m_{hh}^*}{m_e^* + m_{hh}^*}, \quad (3.8)$$

$m_{hh}^*$  — эффективная масса тяжелой дырки. Уравнение (3.5) определяет скорость спонтанной рекомбинации для фотонов с энергией  $E$ . Для получения суммарной скорости рекомбинации это выражение надо проинтегрировать во всем диапазоне допустимых энергий. Результирующее уравнение для суммарной скорости спонтанной излучательной рекомбинации пар электрон-тяжелая дырка в единице объема можно записать в виде

$$R = \int_{E_g}^{\infty} r_{sp}(E) dE = A \cdot |M_b|^2 \cdot I, \quad (3.9)$$

где

$$I = \int_{E_g}^{\infty} \sqrt{E - E_g} \cdot f_c(E_c) \cdot f_v(E_v) dE, \quad (3.10)$$

множитель  $A$  — константы, оставшиеся из уравнения (3.5). Аналогично можно вывести выражение для скорости рекомбинации пар электрон-легкая дырка. Оно будет абсолютно таким же, только в нем эффективная масса тяжелой дырки  $m_{hh}^*$  должна быть заменена на эффективную массу легкой дырки  $m_{lh}^*$ .

Для коэффициента поглощения излучения, выведенного из уравнений квантовой механики (Agrawal, Dutta, 1986), используя приведенные выше рассуждения, можно записать следующее выражение:

$$\alpha(E) = \frac{e^2 \cdot \hbar}{4\pi^2 \cdot m_e^2 \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot \bar{n} \cdot E} \cdot |M_b|^2 \cdot \left( \frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \times \sqrt{E - E_g} \cdot [1 - f_c(E_c) - f_v(E_v)]. \quad (3.11)$$

Квантово-механическая модель рекомбинации является самой точной из всех существующих. Однако из-за ее сложности и трудоемкости расчетов по этой модели на практике она применяется довольно редко. Описанная в следующем разделе модель, базирующаяся на полуклассических представлениях, более удобна для работы.

### 3.2. Модель Ван Росбрука–Шокли

Модель Ван Росбрука–Шокли позволяет оценить скорость спонтанной излучательной рекомбинации в равновесных и неравновесных условиях. Для этого необходимо знать основные характеристики полупроводника, определяемые стандартными экспериментальными методами: ширину запрещенной зоны, коэффициент поглощения и показатель преломления.

Рассмотрим полупроводник, коэффициент поглощения которого  $\alpha(\nu)$  определяется в единицах  $\text{см}^{-1}$ . На рис. 3.1 показан фотон с частотой  $\nu$ , появившийся в процессе рекомбинации пары электрон-дырка, который был поглощен, пролетев расстояние  $\alpha(\nu)^{-1}$ . Очевидно, что среднее время до поглощения фотонов может быть найдено из выражения

$$\tau(\nu) = \frac{1}{\alpha(\nu)v_{gr}}, \quad (3.12)$$

где  $v_{gr}$  — групповая скорость распространения фотонов внутри полупроводника:

$$v_{gr} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\nu}{d(1/\lambda)} = c \frac{d\nu}{d(\bar{n}\nu)}. \quad (3.13)$$

Здесь  $\bar{n}$  — показатель преломления полупроводника. Подставив выражение (3.13) в (3.12), получим

$$\frac{1}{\tau(\nu)} = \alpha(\nu) \cdot v_{gr} = \alpha(\nu) \cdot c \cdot \frac{d\nu}{d(\bar{n}\nu)}. \quad (3.14)$$

Это уравнение определяет *обратное время жизни фотона* или *вероятность поглощения фотона* за единицу времени. Произведение вероятности поглощения на плотность фотонов равно скорости поглощения фотонов в единичном объеме<sup>1)</sup>.

В равновесных условиях плотность фотонов в единице объема в среде с показателем преломления  $\bar{n}$  находится по формуле Планка, описывающей спектр излучения абсолютно черного тела:

$$N(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\lambda. \quad (3.15)$$

Из этого выражения можно вычислить величину  $N(\nu) d\nu$ , определяющую количество фотонов с частотами в диапазоне от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ . Поскольку  $\lambda = c/(\bar{n} \cdot \nu)$ ,

$$d\lambda = -\frac{c}{(\bar{n} \cdot \nu)^2} \cdot \frac{d(\bar{n} \cdot \nu)}{d\nu} d\nu. \quad (3.16)$$

<sup>1)</sup> См. также [4]

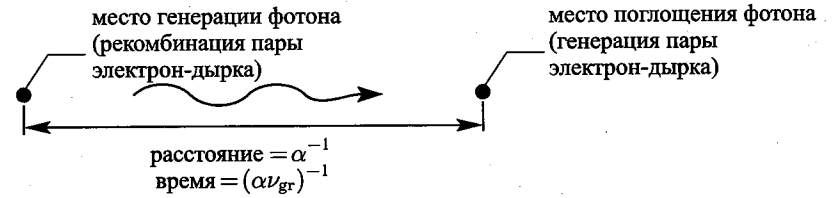


Рис. 3.1. Время пролета фотона между его генерацией и поглощением, а также расстояние, которое успевает пролететь фотон за это время

Подставляя это значение в уравнение (3.15), получаем распределение фотонов в виде функции от частоты:

$$N(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi\nu^2 \cdot \bar{n}^2}{c^3} \cdot \frac{d(\bar{n}\nu)}{d\nu} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu. \quad (3.17)$$

Скорость поглощения фотонов с частотами в диапазоне от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  в единице объема равна плотности фотонов, деленной на среднее время жизни фотонов:

$$R_0(\nu) = \frac{N(\nu)}{\tau(\nu)} = \frac{8\pi\nu^2 \cdot \bar{n}^2}{c^3} \cdot \frac{d(\bar{n} \cdot \nu)}{d\nu} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \cdot \alpha(\nu) \cdot c \cdot \frac{d\nu}{d(\bar{n} \cdot \nu)}. \quad (3.18)$$

Интегрируя это выражение во всем диапазоне частот, находим скорость поглощения фотонов в единице объема:

$$R_0 = \int_0^{\infty} R_0(\nu) d\nu = \int_0^{\infty} \frac{8\pi\nu^2 \cdot \bar{n}^2}{c^2} \cdot \frac{\alpha(\nu)}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu. \quad (3.19)$$

Эта формула называется *уравнением Ван Росбрука–Шокли*. Выражение (3.19) можно упростить, записав коэффициент поглощения в виде

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \sqrt{(E - E_g)/E_g}. \quad (3.20)$$

Такой вид формулы (3.20) объясняется пропорциональностью между коэффициентом поглощения и плотностью энергетических уровней, что в свою очередь ведет к корневой зависимости коэффициента  $\alpha$  от энергии;  $\alpha_0$  является коэффициентом поглощения при  $h\nu = 2E_g$ . В табл. 3.1 приведены приблизительные значения  $\alpha_0$  для нескольких типов полупроводников, рассчитанные по известным значениям ширины запрещенной зоны, коэффициента поглощения и показателя преломления. Время жизни неосновных носителей при спонтанной излучательной рекомбинации определялось по формуле  $B^{-1} \cdot N_{D,A}^{-1}$  при концентрации основных носителей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Таблица 3.1. Коэффициенты бимолекулярной рекомбинации при 300 К

Материал	$E_g$ , эВ	$\alpha_0$ , см <sup>-1</sup>	$\bar{n}$	$R_0$ , см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup>	$n_i$ , см <sup>-3</sup>	$B$ , см <sup>3</sup> с <sup>-1</sup>	$\tau_{\text{spont}}$ , с
GaAs	1,42	$2 \cdot 10^4$	3,3	$7,9 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$5,1 \cdot 10^{-9}$
InP	1,35	$2 \cdot 10^4$	3,4	$1,2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$8,5 \cdot 10^{-9}$
GaN	3,4	$2 \cdot 10^5$	2,5	$8,9 \cdot 10^{-30}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$
GaP	2,26	$2 \cdot 10^3$	3,0	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^0$	$3,9 \cdot 10^{-13}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
Si	1,12	$1 \cdot 10^3$	3,4	$3,3 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^{-14}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Ge	0,66	$1 \cdot 10^3$	4,0	$1,1 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{-13}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$

Уравнение Ван Росбрука–Шокли можно упростить, если пренебречь зависимостью показателя преломления от частоты и использовать значение показателя преломления на краю запрещенной зоны:

$$R_0 = 8\pi c \bar{n}^2 \alpha_0 \sqrt{\frac{kT}{E_g}} \left(\frac{kT}{ch}\right)^3 \int_{x_g}^{\infty} \frac{x^2 \cdot \sqrt{x - x_g}}{e^x - 1} dx. \quad (3.21)$$

Здесь  $x = h\nu/(kT) = E/(kT)$ ,  $x_g = E_g/(kT)$ . Поскольку с увеличением  $x$  экспоненциальная функция резко возрастает, вклад в интеграл вносит только узкая область энергий вблизи края запрещенной зоны. У этого интеграла нет простого аналитического решения, его величину можно оценить численными методами.

В равновесных условиях скорость генерации носителей (скорость поглощения фотонов) равна скорости их рекомбинации (скорости излучения фотонов). Поэтому модель Ван Росбрука–Шокли дает возможность оценить только *равновесную скорость рекомбинации*. В предыдущих главах было показано, что из уравнения скорости бимолекулярной рекомбинации можно найти число актов рекомбинации в единице объема за единицу времени, происходящих в равновесных и неравновесных условиях:

$$R = B \cdot n \cdot p. \quad (3.22)$$

Теперь покажем, как по модели Ван Росбрука–Шокли можно определить значение коэффициента бимолекулярной рекомбинации  $B$ . В равновесных условиях справедливо соотношение  $R = R_0 = B \cdot n_i^2$ , из которого и находится величина коэффициента  $B$ :

$$B = \frac{R_0}{n_i^2}. \quad (3.23)$$

В табл. 3.1 приведены значения коэффициентов бимолекулярной рекомбинации, рассчитанные для разных полупроводников по уравнениям (3.21) и (3.23). Все характеристики материалов, использованные в расчетах, также представлены в ней. Из этих данных видно, что для прямозонных полупроводников типа А<sup>III</sup>В<sup>V</sup> значения коэффициентов

рекомбинации лежат в диапазоне  $10^{-9}$ – $10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с. При этом расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Непрямозонные полупроводники — GaP, кремний, германий и др. обладают значительно меньшими коэффициентами бимолекулярной рекомбинации.

Существуют и другие способы расчета значений коэффициента  $B$ :  
— метод Холла (Hall, 1960);  
— метод Гарбузова (Garbuzov, 1982)<sup>1)</sup>.

В первом методе используется двухзонная модель:

$$B = 5,8 \times 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \left(\frac{m_h^*}{m_e} + \frac{m_e^*}{m_e}\right)^{-3/2} \times \\ \times \left(1 + \frac{m_e}{m_h^*} + \frac{m_e}{m_e^*}\right) \cdot \left(\frac{300 \text{ К}}{T}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{E_g}{1 \text{ эВ}}\right)^2 \cdot \bar{n}, \quad (3.24)$$

где  $m_e^*$  — эффективная масса электрона,  $m_h^*$  — эффективная масса дырки,  $m_e$  — масса свободного электрона. Метод Гарбузова основан на простых квантово-механических расчетах для прямозонных полупроводников:

$$B = 3,0 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \left(\frac{300 \text{ К}}{T}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{E_g}{1,5 \text{ эВ}}\right)^2. \quad (3.25)$$

Все описанные способы позволяют получать приблизительно одинаковые значения коэффициентов  $B$ . Например, для GaAs коэффициенты  $B$ , рассчитанные для температуры 300 К по формулам (3.21) и (3.23)–(3.25), приблизительно равны  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с.

### 3.3. Зависимость рекомбинации от температуры и легирования

Зависимость вероятности рекомбинации от температуры представлена на рис. 3.2, который показывает параболическую зависимость  $E(k)$  при низких и высоких температурах. При ее анализе можно выявить уменьшение числа носителей в интервале значений квазиимпульса  $dk$  с увеличением температуры. Так как при излучательной рекомбинации выполняется закон сохранения квазиимпульса и вероятность рекомбинации электронов пропорциональна количеству свободных дырок с равным значением квазиимпульса, вероятность рекомбинации уменьшается с ростом температуры. Этот факт подтверждается соотношениями (3.24) и (3.25), которые показывают, что коэффициент бимолекулярной рекомбинации зависит от температуры обратно пропорционально  $T^{3/2}$ .

<sup>1)</sup> Библиографию со ссылками на цикл оригинальных работ Д. З. Гарбузова с соавторами см. в [5].

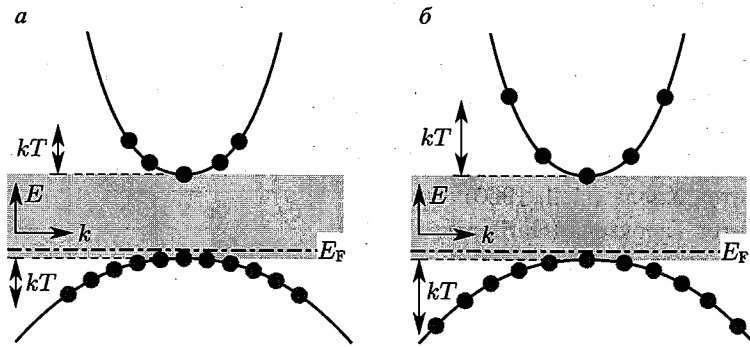


Рис. 3.2. Распределение носителей заряда при низкой (а) и высокой (б) температуре. Вероятность рекомбинации уменьшается при высокой температуре из-за сокращения числа носителей в интервале значений квазиимпульса  $dk$

Зависимость вероятности рекомбинации от концентрации легирующих примесей представлена на рис. 3.3, на котором показаны функции  $E(k)$  в случае невырожденного и вырожденного легирования. Из них следует, что число дырок в интервале значений квазиимпульса  $dk$  остается постоянным в вырожденном случае. Поэтому в вырожденном полупроводнике вероятность рекомбинации не увеличивается.

Это подтверждается квантово-механическим расчетом коэффициента бимолекулярной рекомбинации, зависимость которого от концентрации дырок представлена на рис. 3.4 (Waldron, 2002). Из него следует, что коэффициент бимолекулярной рекомбинации в случае вырожденного легирования насыщается. Модель Ван Росбрука–Шокли такой

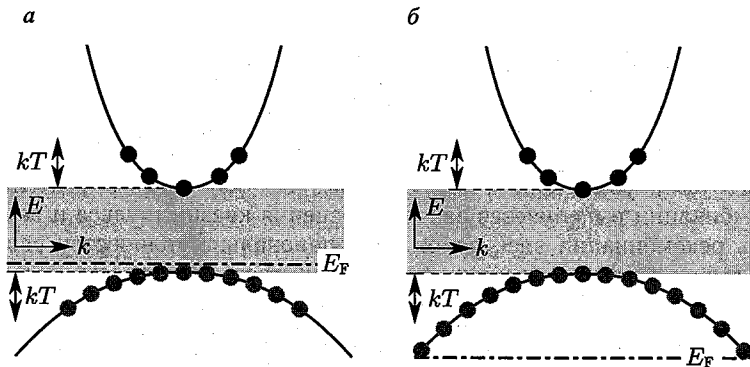


Рис. 3.3. Распределение носителей заряда в случае невырожденного (а) и вырожденного (б) полупроводника  $p$ -типа. В случае вырожденного легирования перекрытие между электронами и дырками с одинаковыми значениями квазиимпульса не увеличивается

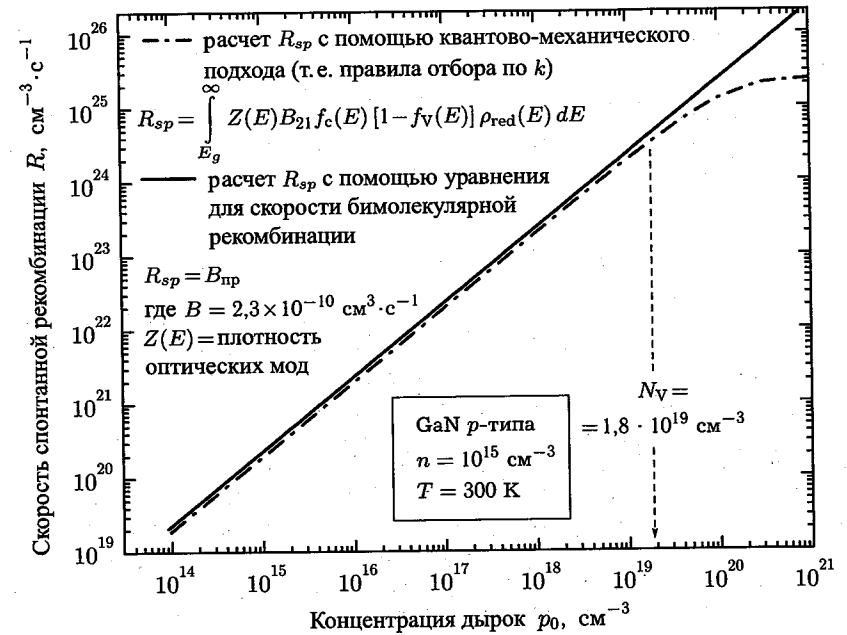


Рис. 3.4. Зависимость скорости спонтанной рекомбинации в GaN при температуре 300 К и концентрации примесей  $p$ -типа, рассчитанной с помощью классического и квантово-механического подходов. В случае квантово-механического подхода (используя правила отбора по  $k$ ) скорость испытывает насыщение в случае вырожденного полупроводника (Waldron, 2002)

зависимости не предсказывает, так как ее применение ограничено невырожденным случаем.

Уравнение (3.22) справедливо в случае невырожденных полупроводников, для которых характерна сравнительно малая концентрация носителей. Следовательно, и уравнения для расчета коэффициентов бимолекулярной рекомбинации также применимы только для невырожденных полупроводников. В этом случае коэффициент  $B$  не зависит от концентрации носителей. Однако при очень высоких концентрациях носителей величина коэффициента  $B$  уменьшается, что связано с увеличением рассогласования между квазиимпульсами электронов и дырок. Поэтому для вырожденных полупроводников справедливо выражение  $D = B - (n/N_c) \cdot B^*$ , которое показывает, что с ростом концентрации носителей коэффициент рекомбинации падает. Более подробное описание поведения коэффициента рекомбинации при высоких концентрациях носителей, а также численные значения величины  $B^*$  можно найти в работах (Agrawal, Dutta, 1986; Olshansky, 1984)<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> См. также статью Варшни в [6].



**Упражнение.** Определение эффективности излучательной рекомбинации

На основе анализа температурных зависимостей скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации по моделям Ван Росбрука–Шокли и Шокли–Рида предскажите температурную зависимость эффективности излучательной рекомбинации в различных полупроводниках.

### 3.4. Модель Эйнштейна

Первая теория оптических переходов была разработана Альбертом Эйнштейном. Модель Эйнштейна основана на описании спонтанных и вынужденных (индуцированных) переходов. Спонтанные переходы протекают без внешних воздействий, тогда как вынужденные переходы индуцируются фотонами. Поэтому количество вынужденных переходов пропорционально плотности фотонов или плотности излучения.

Коэффициенты  $A$  и  $B$  описывают спонтанные и вынужденные переходы в атоме с двумя квантовыми уровнями. Схематично эти переходы показаны на рис. 3.5. Квантовые уровни обозначены 1 и 2. Эйнштейн предположил, что вероятности переходов с одного уровня на другой в единицу времени определяются следующими выражениями:

$$W_{2 \rightarrow 1} = B_{2 \rightarrow 1} \rho(\nu) + A, \quad (3.26)$$

$$W_{1 \rightarrow 2} = B_{1 \rightarrow 2} \rho(\nu). \quad (3.27)$$

Выражение, описывающее вероятность перехода «сверху вниз» (для одного атома), состоит из двух членов, один из которых соответствует вынужденным переходам, а другой — спонтанным. Слагаемое, описывающее вынужденное излучение,  $B_{2 \rightarrow 1} \rho(\nu)$  пропорционально плотности излучения  $\rho(\nu)$ . Вероятность спонтанного перехода «сверху вниз» определяется константой  $A$ . Вероятность переходов «снизу вверх» просто равна  $B_{1 \rightarrow 2} \rho(\nu)$ .

Коэффициент Эйнштейна  $A$  в атоме соответствует коэффициенту бимолекулярной рекомбинации в полупроводнике. В атоме концентрации электронов и дырок по уравнению скорости бимолекулярной рекомбинации  $R = B \cdot n \cdot p$  не играют никакой роли, поскольку для

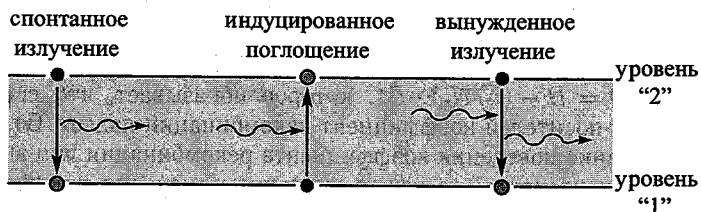


Рис. 3.5. Спонтанное излучение, поглощение и вынужденное излучение в двух-уровневой модели атома

осуществления перехода «сверху вниз» верхний уровень должен быть занят ( $n = 1$ ), а нижний — свободен ( $p = 1$ ).

Эйнштейн доказал на основании условий детального равновесия, что  $B = B_{2 \rightarrow 1} = B_{1 \rightarrow 2}$ . Из этого следует, что индуцированное поглощение и вынужденное излучение являются взаимно дополняющими (комплементарными) процессами. Эйнштейн также показал, что отношение коэффициентов  $A$  и  $B$  на частоте  $\nu$  в изотропной среде с показателем преломления  $\bar{n}$  является константой, равной  $8\pi\bar{n}^3 h\nu^3 / c^3$ .

Золотое правило Ферми из квантовой механики также доказывает эквивалентность коэффициентов  $B_{2 \rightarrow 1}$  и  $B_{1 \rightarrow 2}$ . Более подробно теория Эйнштейна в данной книге не рассматривается.

### Библиографический список

- Agrawal G. P. and Dutta N. K. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers* Chapter 3 (Van Nostrand Reinhold, New York, 1986).
- Casey Jr. H. C. and Panish M. B. *Heterostructure Lasers*, Part A, Cap. 3 (Academic Press, New York, 1978).
- Bebb H. B. and Williams E. W. "Photoluminescence I: Theory" in *Transport and Optical Phenomena* edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, *Semiconductors and Semimetals* **8**, p. 181 (Academic Press, New York, 1972).
- Dutta N. K. "Radiative transitions in GaAs and other III-V compounds" in *Minority Carriers in III-V Semiconductors: Physics and Applications* edited by R. K. Ahrenkiel and M. S. Lundstrom, *Semiconductors and Semimetals* **39**, p. 1 (Academic Press, San Diego, 1993).
- Garbuzov D. Z. "Radiation effects, lifetimes and probabilities of band-to-band transitions in direct  $A_3B_5$  compounds of GaAs type" *J. Luminescence* **27**, 109 (1982).
- Hall R. N. "Recombination processes in semiconductors" *Proc. Inst. Electr. Eng.* **106 B**, Suppl. 17, 983 (1960).
- Kane E. O. "Band structure of indium antimonide" *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
- Olshansky R., Su C. B., Manning J., and Powazinik W. "Measurement of radiative and non-radiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources" *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-20**, 838 (1984).
- Thompson G. H. B. *Physics of Semiconductor Laser Devices* (John Wiley and Sons, New York, 1980).
- Van Roosbroeck W. and Shockley W. "Photon-radiative recombination of electrons and holes in germanium" *Phys. Rev.* **94**, 1558 (1954).
- Waldron E. L. "Optoelectronic properties of AlGaIn/GaN superlattices" Ph.D. Dissertation, Boston University (2002).

### Дополнение редактора

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория.* — М.: Физматгиз, 1974.

2. Давыдов А. С. Квантовая механика. — М.: Физматгиз, 1973.
3. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. — М.: Наука, 1983.
4. Юнович А. Э. Оптические явления в полупроводниках. — М.: Изд-во. МГУ, 1988 (часть 1); 1991 (часть 2).
5. Берг А., Дин П. Светодиоды: пер. с англ. под ред. А. Э. Юновича. — М.: Мир, 1979. — 688 с.
6. Варшни И. П. Собственная излучательная рекомбинация в полупроводниках // Излучательная рекомбинация в полупроводниках. — М.: Наука, 1972. С. 9–124.

## Глава 4

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТОДИОДОВ

## 4.1. Вольтамперные характеристики светодиодов

В этой главе обсуждаются электрические свойства  $p$ - $n$ -переходов. Основные соотношения приводятся без подробного вывода. Рассматриваются *резкие  $p$ - $n$ -переходы* с концентрациями доноров  $N_D$  и акцепторов  $N_A$ . Все примеси считаются полностью ионизированными, т. е. концентрация свободных электронов  $n = N_D$ , а концентрация свободных дырок  $p = N_A$ . Предполагается, что случайные включения и дефекты *не компенсируют* специально введенные примеси<sup>1)</sup>.

В равновесии в окрестности  $p$ - $n$ -перехода электроны со стороны материала  $n$ -типа диффундируют от доноров в область  $p$ -типа, где они, встречая дырки в больших концентрациях, рекомбинируют с ними. Аналогичные процессы происходят с дырками, диффундирующими в область  $n$ -типа. В результате этого область в окрестности  $p$ - $n$ -перехода оказывается обедненной свободными носителями, поэтому она так и называется — *обедненная область*.

При отсутствии свободных носителей в обедненной области единственными заряженными центрами в ней являются ионизированные доноры и акцепторы. Эти легирующие примеси образуют заряженные области, донорную — на стороне  $n$ -типа и акцепторную — на стороне  $p$ -типа. Такая область пространственного заряда формирует разность потенциалов, называемую *контактной разностью потенциалов*  $V_D$ :

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}, \quad (4.1)$$

где  $N_A$  и  $N_D$  — концентрации акцепторов и доноров,  $n_i$  — собственная концентрация носителей в полупроводнике. На зонной диаграмме (рис. 4.1) показана контактная разность потенциалов. Это потенциальный барьер, который должны преодолеть свободные носители тока для попадания в нейтральную область с проводимостью противоположного типа.

<sup>1)</sup> См. книгу [1]

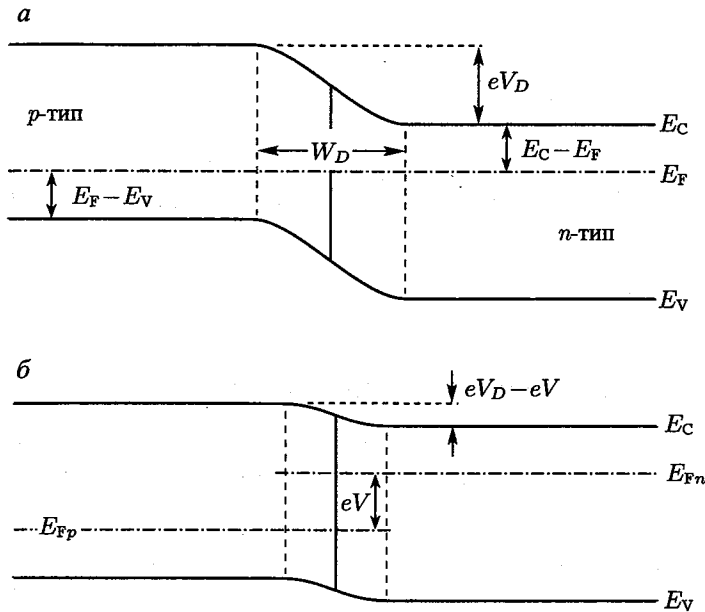


Рис. 4.1. Состояние  $p$ - $n$ -перехода:  $a$  — при нулевом смещении,  $b$  — при прямом смещении. При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода неосновные носители тока диффундируют в нейтральные области, где рекомбинируют с основными носителями

Ширина обедненной области, ее заряд и контактная разность потенциалов связаны уравнением Пуассона. Зная контактную разность потенциалов, можно определить ширину обедненного слоя:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} (V - V_D) \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}, \quad (4.2)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника, а  $V$  — напряжение на диоде.

Обедненная область обладает высоким сопротивлением, поскольку в ней мало свободных носителей. Внешнее напряжение в зависимости от приложенной полярности позволяет либо увеличить, либо уменьшить потенциальный барьер  $p$ - $n$ -перехода. При прямом смещении электроны и дырки инжектируются в области с проводимостями противоположных типов, что приводит к *увеличению* тока. Носители диффундируют в области с противоположным типом проводимости, где они рекомбинируют, испуская фотоны (в случае излучательной рекомбинации).

Первым вольтамперную ( $I$ - $V$ ) характеристику  $p$ - $n$ -перехода описал Шокли, поэтому выражение для  $I$ - $V$ -характеристики тонкого резкого

$p$ - $n$ -перехода иногда называют *уравнением Шокли*. Для диода с площадью поперечного сечения  $A$  оно имеет вид

$$I = eA \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right) \cdot (e^{eV/kT} - 1), \quad (4.3)$$

где  $D_{n,p}$  и  $\tau_{n,p}$  — коэффициенты диффузии и времена жизни для электронов и дырок — неосновных носителей.

При обратном смещении диод входит в режим насыщения по току. Величина тока насыщения определяется коэффициентом, стоящим в уравнении Шокли перед экспоненциальной функцией. Поэтому вольтамперная характеристика  $p$ - $n$ -перехода при обратном смещении ( $V < 0$ ) имеет следующий вид:

$$I = I_S \cdot (e^{eV/kT} - 1), \quad I_S = eA \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \right). \quad (4.4)$$

При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода напряжение  $V$  на диоде обычно намного больше величины  $kT/e$ , поэтому  $[\exp(eV/kT) - 1] \approx \exp(eV/kT)$ . Используя выражение (4.1), получаем уравнение Шокли для диода при прямом смещении в виде

$$I = eA \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot N_A + \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot N_D \right) \cdot e^{e(V - V_D)/kT}. \quad (4.5)$$

Показатель экспоненциальной функции в формуле (4.5) свидетельствует о том, что при приближении напряжения на диоде к контактной разности потенциалов, т.е. при  $V \approx V_D$ , ток через переход резко возрастает. Напряжение, при котором происходит резкое увеличение тока, называется *пороговым напряжением*. Очевидно, что это напряжение  $V_{пор.} \approx V_D$ .

На зонной диаграмме невырожденного  $p$ - $n$ -перехода (см. рис. 4.1) показано, что уровень Ферми находится на определенном расстоянии от границ валентной зоны и зоны проводимости. Величина разности энергий между уровнем Ферми и границами этих зон определяется статистикой Больцмана:

$$E_C - E_F = -kT \ln \frac{n}{N_C} \quad \text{зона } n\text{-типа}, \quad (4.6)$$

$$E_F - E_V = -kT \ln \frac{p}{N_V} \quad \text{зона } p\text{-типа}. \quad (4.7)$$

Зонная диаграмма показывает, что следующая сумма энергий равна нулю:

$$eV_D - E_g + (E_F - E_V) + (E_C - E_F) = 0. \quad (4.8)$$

В легированных полупроводниках расстояние между уровнем Ферми и границами соответствующих зон намного меньше ширины запрещенной зоны, т.е. со стороны области  $n$ -типа  $E_C - E_F \ll E_g$ , а со

стороны области  $p$ -типа  $E_F - E_V \ll E_g$ . Кроме того, из выражений (4.6) и (4.7) следует, что эти величины почти не зависят от концентрации примесей (логарифмическая зависимость). Поэтому можно пренебречь третьим и четвертым слагаемыми в уравнении (4.8), и для оценки контактной разности потенциалов (и порогового напряжения) использовать следующее выражение:

$$V_{\text{пор.}} \approx V_D \approx E_g/e. \quad (4.9)$$

На рис. 4.2 представлены вольтамперные характеристики разных полупроводниковых материалов, для которых приведены значения ширины запрещенной зоны. Видно, что для этих материалов пороговые напряжения, полученные из экспериментальных зависимостей, приблизительно равны значениям  $E_g$ .

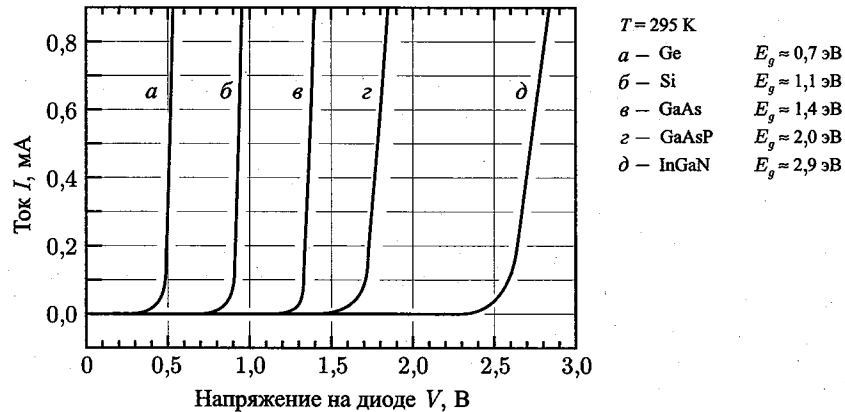


Рис. 4.2. Вольтамперные характеристики  $p$ - $n$ -переходов разных полупроводниковых материалов, полученные при комнатной температуре

На рис. 4.3 показана зависимость прямого напряжения на диоде от ширины запрещенной зоны при токе через диод 20 мА для светодиодов ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов длин волн. Прямая линия, построенная по уравнению (4.9), соответствует предполагаемым значениям прямого напряжения. Из рис. 4.3 следует, что характеристики большинства полупроводниковых светодиодов лежат на этой линии. Исключение составляют светодиоды на основе нитридов III группы. Для объяснения этих отклонений имеется несколько причин:

- для нитридных систем характерны флуктуации ширины запрещенной зоны, что может приводить к дополнительным падениям напряжения;

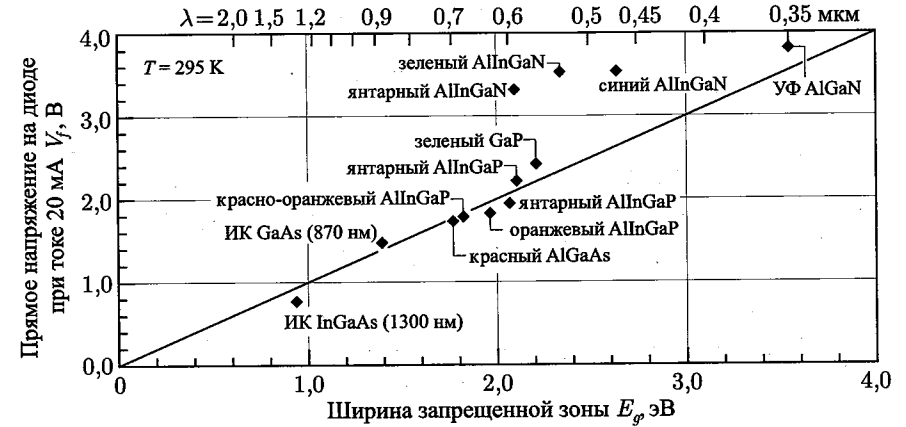


Рис. 4.3. Типичная зависимость прямого напряжения на диодах от ширины запрещенной зоны для разных типов светодиодов (Krames, 2000; Emerson, 2002)

- для этих систем недостаточно отработана технология нанесения контактов, что также приводит к повышению падения напряжения на них;
- материалы типа GaN обычно обладают низкой проводимостью  $p$ -типа;
- в буферных слоях  $n$ -типа часто происходит паразитное падение напряжения.

## 4.2. Отклонения от идеальных вольтамперных характеристик

Из уравнения Шокли следует теоретическое выражение предполагаемой вольтамперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода. Для описания экспериментально наблюдаемых характеристик используют уравнение

$$I = I_S \cdot e^{eV/(n_{\text{ideal}}kT)}, \quad (4.10)$$

где  $n_{\text{ideal}}$  — коэффициент неидеальности вольтамперной характеристики диода. Для идеальных диодов он равен 1. Для реальных диодов величина этого коэффициента лежит в диапазоне 1,1–1,5. Однако для полупроводников типа  $A^{III}B^V$  на основе арсенидов и фосфидов коэффициент может быть равен 2, а для GaN/GaInN-диодов  $n_{\text{ideal}} = 6$ . Более подробный анализ коэффициента неидеальности можно найти в работе Родрика и Уилльямса (Rhoderick, Williams, 1988)<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Обсуждение неидеальных вольтамперных характеристик светодиодов с гетероструктурами InGaN/GaN см. в [2–5].

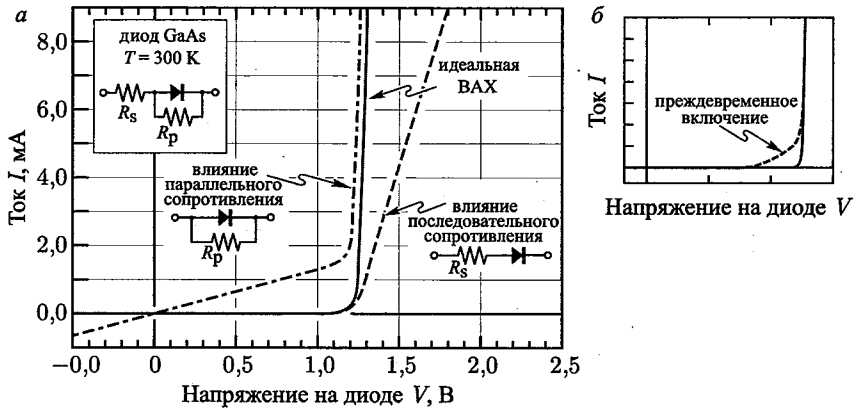


Рис. 4.4. Влияние последовательных и параллельных паразитных сопротивлений на ВАХ  $p$ - $n$ -перехода (а). Вольтамперная характеристика с четко выраженным преждевременным включением светодиода, связанного либо с дефектами внутри полупроводника, либо с поверхностными токами утечки (б)

Часто диоды обладают нежелательными или *паразитными сопротивлениями*. На рис. 4.4 показано влияние последовательных и параллельных паразитных сопротивлений на вольтамперные характеристики (ВАХ)  $p$ - $n$ -перехода. Последовательные сопротивления могут появляться из-за слишком большого сопротивления контактов или из-за сопротивления нейтральной области. Любые каналы в  $p$ - $n$ -переходе, вызванные разрушениями его областей или дефектами на поверхности, приводят к формированию паразитных параллельных сопротивлений.

Для учета паразитных сопротивлений вольтамперную характеристику диода, определяемую уравнением Шокли, необходимо модифицировать. Считая, что  $R_p$  — сопротивление, стоящее параллельно идеальному диоду, а  $R_s$  — сопротивление, стоящее последовательно с идеальным диодом и шунтом, выражение для вольтамперной характеристики  $p$ - $n$ -перехода при прямом смещении можно записать в виде

$$I = \frac{(V - IR_s)}{R_p} = I_s \cdot e^{(V - IR_s)/(n_{ideal} kT)}. \quad (4.11)$$

При  $R_p \rightarrow \infty$ ,  $R_s \rightarrow 0$  это выражение стремится к уравнению Шокли.

Однако иногда включение светодиода происходит не мгновенно по достижении порогового напряжения, а растягивается на некоторый диапазон напряжений. На рис. 4.4, б показаны оба режима включения диода. Плавное включение светодиода часто называют *преждевременным включением*. Появление тока через диод до достижения порогового напряжения объясняется либо переносом носителей через поверхностные состояния (поверхностными токами утечки), либо наличием глубоких примесных уровней в объеме полупроводника.

Конкретные причины отклонений реальных  $I$ - $V$ -характеристик диодов от идеальных могут быть обусловлены как наличием паразитных сопротивлений (последовательных или параллельных), так и преждевременным включением. Для их выяснения вольтамперные характеристики строят в линейном и логарифмическом масштабах. На рис. 4.5

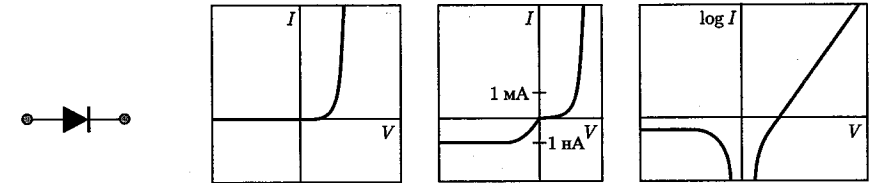


Рис. 4.5, а. Идеальный диод. Идеальная  $I$ - $V$ -характеристика диода, описываемая уравнением Шокли

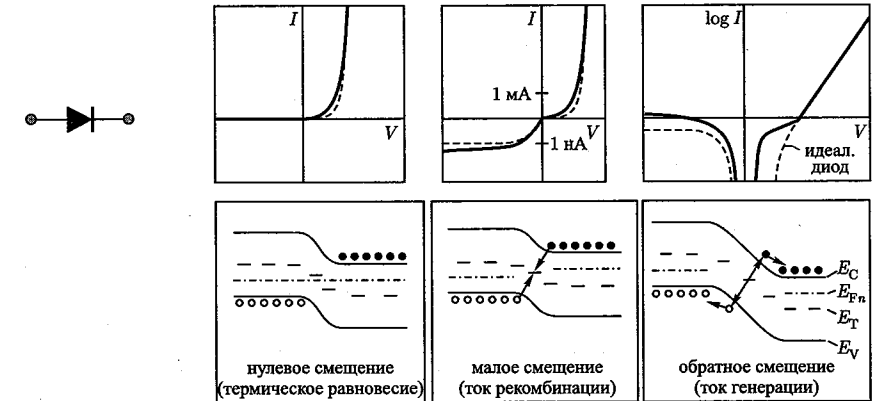


Рис. 4.5, б. Процессы генерации и рекомбинации в обедненной области. В уравнении Шокли не учитываются акты генерации и рекомбинации носителей, происходящие в обедненной области. Однако в реальных диодах в этой области практически всегда существуют примесные уровни — ловушки, повышающие вероятность рекомбинации, которые приводят к появлению избыточного тока как при прямом, так и при обратном смещении. В режиме прямого смещения возникновение избыточного тока объясняется актами рекомбинации неосновных носителей в обедненной области. Этот ток сказывается, в основном при низких напряжениях и приводит к повышению коэффициента неидеальности диода в этой зоне до значения 2. При более высоких напряжениях доминирующим становится диффузионный ток, что приводит к понижению коэффициента неидеальности до 1. В режиме обратного смещения избыточный ток связан с актами генерации носителей в рассматриваемой области. Под воздействием приложенного электрического поля образовавшиеся в результате генерации носители дрейфуют в сторону нейтрально заряженных областей. Этот ток усиливается с ростом обратного напряжения, что связано с одновременным расширением обедненной области

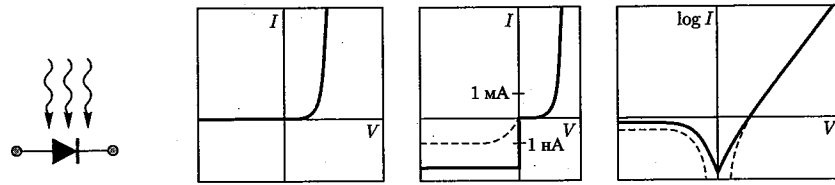


Рис. 4.5, в. Фототок. При освещении в диоде, помещенном в прозрачный корпус, будет возбуждаться фототок. Поэтому все измерения необходимо проводить в темноте. Если выключить свет или накрыть установку плотной тканью, паразитный фототок значительно снизится. В темноте, при нулевом смещении, ток через светодиод должен быть равен нулю. Однако на практике измерительная аппаратура при этом фиксирует небольшой, но не нулевой ток, приблизительно равный  $10^{-15}$  А. Этот ток, как правило, не связан с диодом. Самые точные измерительные приборы при нулевом смещении и полной темноте будут показывать ток порядка  $10^{-15}$  А ( $10^{-15}$  А =  $10^{-3}$  пА)

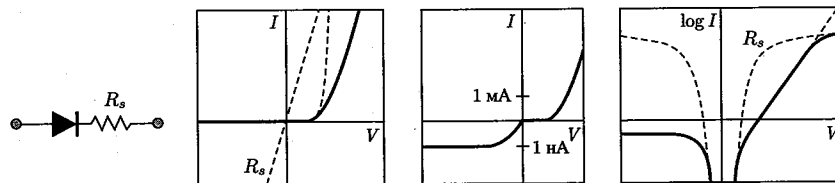


Рис. 4.5, г. Диод с паразитным последовательным сопротивлением. Наличие последовательного сопротивления ведет к отклонению  $I$ - $V$ -характеристики светодиода от идеальной экспоненты в области больших значений прямого тока. В соответствии с правилом Кирхгофа значения напряжений на диоде и на сопротивлении складываются. Отметим, что  $I$ - $V$ -характеристика простого сопротивления является линейной при построении на графике с линейными шкалами и логарифмической при построении в полулогарифмическом масштабе

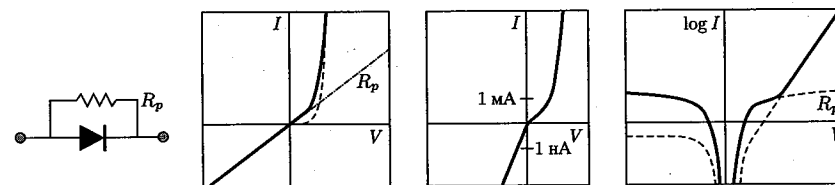


Рис. 4.5, д. Диод с паразитным параллельным сопротивлением (шунтом). В соответствии с правилом Кирхгофа токи через диод и сопротивление складываются. Отметим, что форма искривления характеристики при прямом смещении диода, наблюдаемая на графике в полулогарифмическом масштабе, приблизительно совпадает с обратным током насыщения. Именно по этой особенности можно распознать наличие паразитного параллельного сопротивления

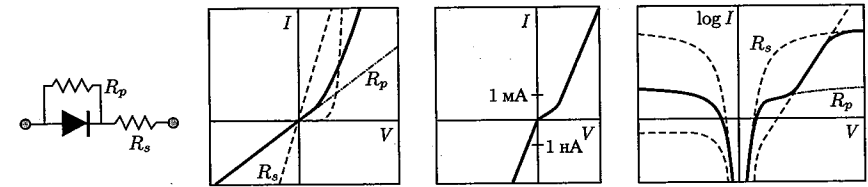


Рис. 4.5, е. Диод с паразитными параллельным и последовательным сопротивлениями. Наличие таких сопротивлений приводит к искажениям  $I$ - $V$ -характеристики светодиода, как при малых, так и при больших токах

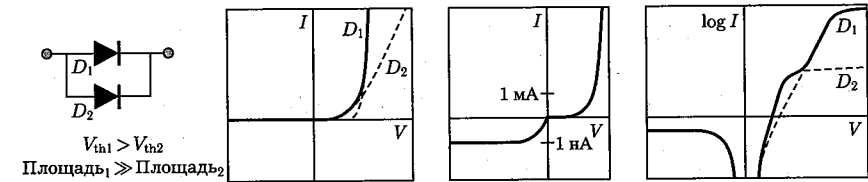


Рис. 4.5, ж. Диод с параллельным паразитным  $p$ - $n$ -переходом меньшей площади и с меньшей высотой потенциального барьера, чем основной переход. Для таких диодов характерно преждевременное включение, объясняемое утечками либо через поверхностные состояния по периметру кристалла, либо внутренними дефектами, создающими внутри структуры паразитные  $p$ - $n$ -переходы с меньшей, чем у основного диода, высотой потенциального барьера. Отметим, что в этом случае искривление формы  $I$ - $V$ -характеристики светодиода на графике в полулогарифмическом масштабе наблюдается при гораздо больших токах прямого смещения, чем уровень обратного тока насыщения. Это и есть основное отличие от случая диода с параллельным паразитным сопротивлением

показаны варианты искаженных паразитными факторами  $I$ - $V$ -характеристик светодиодов. Приведенные диаграммы могут помочь читателям разобраться на практике в проблемах, возникающих в реальных диодах.

**Упражнение:** Критические точки на вольтамперной характеристике светодиода

Вольтамперные характеристики светодиода часто задают четырьмя точками: прямым напряжением 1 —  $V_{f1}$ , прямым напряжением 2 —  $V_{f2}$ , прямым напряжением 3 —  $V_{f3}$  и обратным током насыщения  $I_s$ . Они определяются соответственно при рабочем токе (например 100 мА), небольшом прямом токе (10 мкА), очень низком прямом токе (1 мкА) и обратном напряжении ( $-5$  В). Эти критические точки показаны на рис. 4.6.

Требуется обосновать выбор критических точек на вольтамперных характеристиках светодиодов (а) и определить, какой из следующих двух светодиодов InGaN обладает лучшими характеристиками (б): 1)  $V_{f1} = 3,2$  В,  $V_{f2} = 2,5$  В,

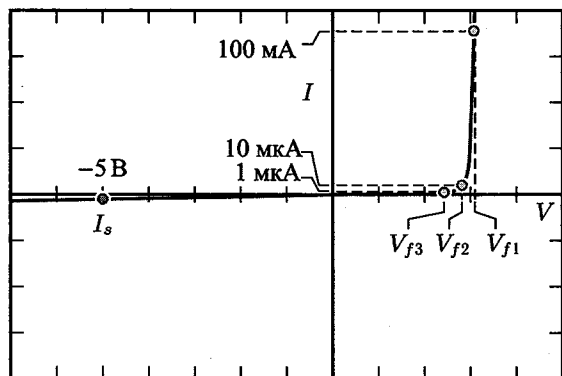


Рис. 4.6. Критические точки ВАХ светодиода: прямое напряжение 1,  $V_{f1}$  (измеряемое при рабочем токе, например 100 мА), прямое напряжение 2,  $V_{f2}$  (измеряемое при небольшом прямом токе, 10 мкА), прямое напряжение 3,  $V_{f3}$  (измеряемое при очень низком прямом токе, 1 мкА), и обратный ток насыщения,  $I_s$  (определяемый при обратном напряжении, -5 В)

$V_{f3} = 2,3$  В,  $I_s = 0,8$  мкА; 2)  $V_{f1} = 3,4$  В,  $V_{f2} = 2,0$  В,  $V_{f3} = 1,8$  В,  $I_s = 0,8$  мкА.

**Решение.** (а) Для светодиодов, излучающих на одной и той же пиковой длине волны,  $V_{f1}$  должно быть как можно *меньше*, поскольку его высокие значения указывают на большое последовательное сопротивление. Напряжение  $V_{f2}$  должно быть как можно *больше* и как можно ближе  $V_{f1}$ , поскольку низкая величина  $V_{f2}$  свидетельствует о чрезмерных утечках, приводящих к преждевременному включению светодиода. Такие же рассуждения справедливы и для  $V_{f3}$ . Обратный ток насыщения должен быть как можно *меньше*, поскольку его высокие значения указывают на наличие механизмов утечки тока (например утечки по поверхности или по объему, связанные с поверхностными состояниями, точечными дефектами и дислокациями в объеме полупроводника). Низкие значения  $V_{f1}$  и  $I_s$  совместно с высокими значениями  $V_{f2}$  и  $V_{f3}$ , как правило, соответствуют светодиодам, обладающими высокой надежностью. (б) Первый диод обладает лучшими характеристиками, чем второй, благодаря более низкому последовательному сопротивлению и небольшим утечкам, приводящим к преждевременному включению диода.

### 4.3. Оценка величины паразитных сопротивлений диода

Параллельное сопротивление диода можно оценить по  $I$ - $V$ -характеристике в диапазоне напряжений  $V \ll E_g/e$ , т.е. вблизи начала координат. В этом диапазоне напряжений током через  $p$ - $n$ -переход можно пренебречь, а параллельное сопротивление найти из выражения

$$R_p = dV/dI. \quad (4.12)$$

Отметим, что для большинства диодов параллельное сопротивление намного превышает последовательное, поэтому при оценке параллельного сопротивления нет необходимости учитывать последовательное сопротивление.

Последовательное сопротивление следует оценивать только при высоких напряжениях, когда  $V > E_g/e$ . В этих случаях вольтамперная характеристика диода становится линейной и поэтому для оценки последовательного сопротивления можно использовать соотношение

$$R_s = dV/dI. \quad (4.13)$$

Однако иногда из-за нагрева оценку сопротивлений диода следует проводить по-другому.

Для диодов с большим параллельным сопротивлением ( $R_p \rightarrow \infty$ ) вольтамперную характеристику (4.11) можно записать в виде:

$$I = I_s \cdot e^{e(V - IR_s)/(n_{ideal}kT)}. \quad (4.14)$$

Решив это уравнение относительно  $V$  и продифференцировав результат по  $I$ , получаем выражение

$$\frac{dV}{dI} = R_s + \frac{n_{ideal}kT}{e} \cdot \frac{1}{I}, \quad (4.15)$$

где второе слагаемое в правой части уравнения представляет собой дифференциал сопротивления  $p$ - $n$ -перехода. Умножив это уравнение на  $I$ , можно найти последовательное сопротивление диода из наклона зависимости функции  $I dV/dI$  от  $I$ , показанной на рис. 4.7, б.

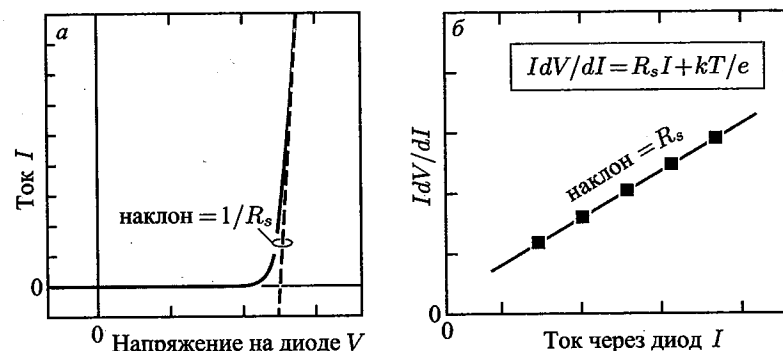


Рис. 4.7. Метод оценки последовательного сопротивления диода: а —  $R_g$  определяется по тангенсу угла наклона ВАХ светодиода при  $V > V_{th}$ ; б — уравнение в рамке справедливо для диода при прямом смещении, когда  $V \gg kT/e$

#### 4.4. Энергия излучения

Энергия фотонов, излучаемых полупроводником, определяется шириной его запрещенной зоны  $E_g$ :

$$h\nu \approx E_g. \quad (4.16)$$

В идеальном диоде инжекция в активную область одного электрона приводит к генерации одного фотона. Из закона сохранения энергии следует, что энергия электрона при этом должна равняться энергии фотона, т. е.

$$eV = h\nu. \quad (4.17)$$

Из этого выражения видно, что энергия фотона равна произведению напряжения, приложенного к светодиоду, на величину заряда электрона. Далее будут обсуждаться явления, способные повлиять на соотношение (4.17).

#### 4.5. Распределение носителей в гомогенных $p$ - $n$ -переходах

Распределение носителей тока в гомогенных  $p$ - $n$ -переходах, т. е. в переходах в пределах одного материала, зависит от коэффициента диффузии носителей. Коэффициент диффузии носителей измерить довольно трудно. Гораздо проще экспериментально определить подвижность носителей, используя для этого, например, эффект Холла, а коэффициент диффузии получить из соотношения Эйнштейна, которое для невырожденных полупроводников имеет вид

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \text{ и } D_p = \frac{kT}{e} \mu_p. \quad (4.18)$$

Носители, инжектированные в нейтральный полупроводник в отсутствие внешних электрических полей, перемещаются за счет диффузии. При инжектировании носителей в область с проводимостью противоположного типа неосновные носители начинают рекомбинировать случайным образом. Среднее расстояние, которое пролетают неосновные носители до рекомбинации, называется диффузионной длиной. Электроны, инжектируемые в область  $p$ -типа, до рекомбинации с дырками диффундируют в среднем на расстояние, равное диффузионной длине  $L_n$ . Для нахождения диффузионной длины используют выражения

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (4.19)$$

где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — времена жизни неосновных носителей: электронов или дырок. В типичных полупроводниках диффузионная длина равняется нескольким микрометрам. Например, диффузионная длина электронов

в GaAs  $p$ -типа  $L_n = (220 \text{ см}^2/\text{с} \times 10^{-8} \text{ с})^{1/2} \approx 15 \text{ мкм}$ . Следовательно, неосновные носители распространяются на расстояние порядка нескольких микрометров.

На рис. 4.8, а и б показано распределение носителей в  $p$ - $n$ -переходе в условиях нулевого и прямого смещения. Видно, что неосновные носители способны диффундировать на довольно большие расстояния. Кроме того, чем дальше неосновные носители проникают в соседние области, тем сильнее снижается их концентрация. Следовательно, акты рекомбинации происходят в достаточно широкой области, для которой характерно сильное изменение концентрации неосновных носителей. Далее будет показано, что расширение области рекомбинации в гомогенных переходах отрицательно сказывается на эффективности излучения.

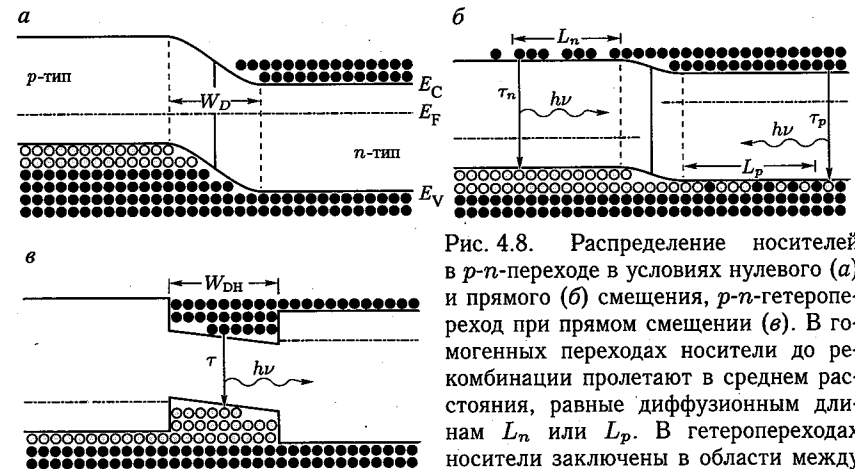


Рис. 4.8. Распределение носителей в  $p$ - $n$ -переходе в условиях нулевого (а) и прямого (б) смещения,  $p$ - $n$ -гетеропереход при прямом смещении (в). В гомогенных переходах носители до рекомбинации пролетают в среднем расстоянии, равные диффузионным длинам  $L_n$  или  $L_p$ . В гетеропереходах носители заключены в области между двумя барьерными слоями

#### 4.6. Распределение носителей в $p$ - $n$ -гетеропереходах

Все современные светодиоды разрабатываются на основе гетеропереходов. Устройства на гетеропереходах состоят из полупроводников двух типов: с узкой запрещенной зоной для создания активной области и с широкой запрещенной зоной для формирования барьерных слоев. Если в состав структуры входят два барьерных слоя, она называется двойной гетероструктурой (часто используется сокращение ДГС или ДН).

На рис. 4.8, в показано влияние гетеропереходов на распределение носителей. В двойных гетероструктурах барьерные слои ограничивают инжектированные носители в активной области. Поэтому величина



области рекомбинации *определяется не диффузионной длиной, а толщиной активного слоя.*

Это очень существенное изменение. Предположим, что толщина активной области намного меньше типичной диффузионной длины. Значения диффузионных длин обычно лежат в диапазоне 1–20 мкм, а размеры активной области в двойных гетероструктурах составляют 0,01–1,0 мкм. Это означает, что концентрация носителей в активной области двойных гетероструктур намного превышает их концентрацию в гомогенных переходах, где носители распределены в интервале нескольких диффузионных длин. Из уравнения для скорости бимолекулярной излучательной рекомбинации

$$R = B \cdot n \cdot p \quad (4.20)$$

следует, что высокая концентрация носителей в активной области *увеличивает* скорость излучательной рекомбинации и снижает рекомбинационное время жизни. Поэтому все высокоэффективные светодиоды строятся на основе двойных гетероструктур или структур с квантовыми ямами.

#### 4.7. Влияние гетеропереходов на сопротивление устройств

Применение гетероструктур позволяет улучшить эффективность светодиодов. Это происходит за счет ограничения носителей в активной области, что позволяет исключить диффузию неосновных носителей на большие расстояния. Для направления света в волновод часто применяют светодиоды с торцевым выводом излучения, также, как правило, на основе гетероструктур. В состав большинства современных полупроводниковых светодиодов и лазеров входят несколько гетеропереходов: между контактными слоями, активными областями и волноводами. Несмотря на то, что гетероструктуры позволяют улучшать характеристики светодиодов, их применение связано с рядом проблем.

Одной из них является сопротивление переходных областей. Рис. 4.9, *а* показывает зонную диаграмму гетероструктуры и иллюстрирует природу этого сопротивления. Гетероструктура чаще всего состоит из двух полупроводников с запрещенными зонами разной ширины. Предполагается, что обе части структуры обладают проводимостью *n*-типа. Носители из широкозонного материала диффундируют в узкозонный материал, где в зоне проводимости занимают уровни с низкими значениями энергии. В результате переноса электронов образуется электростатический диполь, состоящий из положительно заряженного обедненного слоя с ионизированными донорами в широкозонном полупроводнике и отрицательно заряженного слоя электронов, накопленных в узкозонном полупроводнике, что приводит к искривлению энергетических зон и формированию барьера,

показанного на рис. 4.9, *а*. Зарядам, перемещающимся из одного материала в другой, приходится преодолевать этот барьер за счет либо туннельного эффекта, либо тепловой энергии. Сопротивление переходных областей отрицательно отражается на характеристиках диодов, особенно мощных светодиодов. Тепловая мощность, выделяемая на сопротивлении гетеропереходов, ведет к нагреву активной области, что снижает квантовый выход излучения

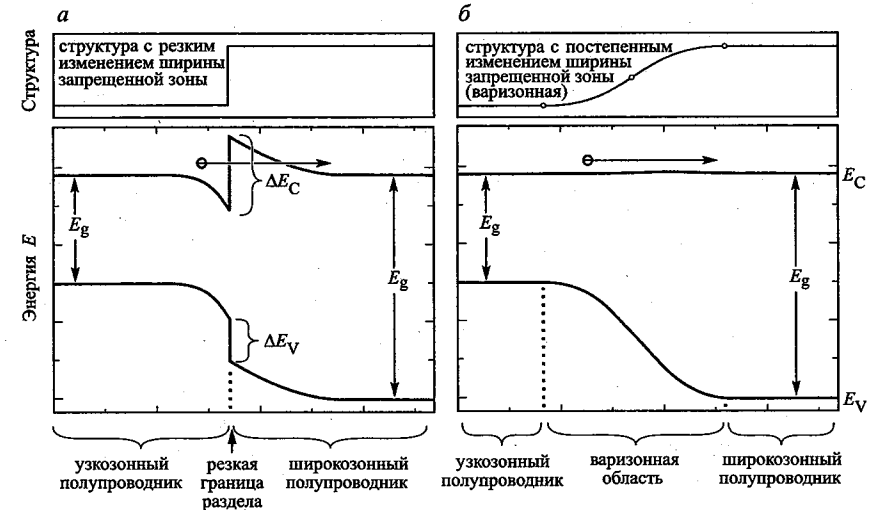


Рис. 4.9. Зонная диаграмма резкого гетероперехода (а) и варизонного гетероперехода (б) между двумя полупроводниками с запрещенными зонами разной ширины. Резкий переход обладает большим сопротивлением, чем плавный, что связано с формированием в нем потенциального барьера (Schubert, 1992)

Было доказано, что плавным изменением химического состава полупроводника вблизи гетероперехода удается полностью устранить скачки в энергетических зонах гетероструктуры (Schubert, 1992). На рис. 4.9, *б* показана зонная диаграмма структуры с постепенным изменением ширины запрещенной зоны. Видно, что в зоне проводимости структуры отсутствуют потенциальные барьеры, препятствующие прохождению электронов. Было также доказано, что сопротивление гетероструктуры с параболическим изменением ширины запрещенной зоны сравнимо с объемным сопротивлением материала. Таким образом, дополнительное сопротивление, вносимое резким гетеропереходом, может быть полностью компенсировано изменением состава полупроводника вблизи самого перехода по параболическому закону.

Ширина запрещенной зоны должна изменяться по параболе также и по следующей причине. В широкозонном полупроводнике вследствие миграции электронов в узкозонный полупроводник наблюдается

нехватка свободных носителей. Поэтому концентрация зарядов в нем определяется концентрацией доноров. Считая, что концентрация доноров  $N_D$  постоянна по всей гетероструктуре, из уравнения Пуассона можно найти величину электростатического потенциала:

$$\Phi = \frac{eN_D}{2\epsilon} \cdot x^2. \quad (4.21)$$

Из уравнения видно, что потенциал связан с пространственной координатой  $x$  *квадратичной зависимостью*, т. е. зависимость потенциала от расстояния имеет параболическую форму. Для компенсации параболической зависимости и получения *одинакового потенциала* вдоль всей структуры химический состав полупроводника *также должен изменяться по параболическому закону*. При этом считается, что параболические изменения химического состава приведут к параболическим изменениям ширины запрещенной зоны, т. е. между ними существует линейная связь и можно пренебречь квадратичным членом в зависимости ширины запрещенной зоны от состава.

Выведем расчетное соотношение для получения требуемых вариозных гетероструктур. Предположим, что разрыв зоны проводимости, вызванный резким гетеропереходом, равен  $\Delta E_c$  и что структура равномерно легирована донорными примесями с концентрацией  $N_D$ . Также будем считать, что миграция носителей в узкозонный полупроводник привела к формированию обедненной области толщиной  $W_D$  в широкозонном полупроводнике. Если потенциал в обедненной области становится равным  $\Delta E_c/e$ , электроны перестают перемещаться в узкозонный материал. Из уравнения (4.21) можно найти толщину обедненной области:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon \cdot \Delta E_c}{e^2 \cdot N_D}}. \quad (4.22)$$

Следовательно, для минимизации сопротивления, вносимого резким гетеропереходом, в переходной области толщиной  $W_D$  необходимо плавно изменять степень легирования полупроводника для получения плавного гетероперехода. Хотя выражение (4.22) позволяет получить только приблизительную величину  $W_D$ , оно очень полезно при проектировании излучающих устройств. Для более точных расчетов можно применить метод последовательных приближений. Например, можно учесть изменение потенциала в узкозонном полупроводнике из-за возникновения слоя накопления электронов. Существует несколько программных пакетов, позволяющих рассчитывать полупроводниковые гетероструктуры численными методами. Один из них — Atlas, разработанный фирмой Сильвако.

#### Упражнение. Проектирование градиентных гетеропереходов

Считаем, что разрыв зоны проводимости гетероструктуры AlGaAs/GaAs равен  $\Delta E_c = 300$  мэВ и что структура равномерно легирована донорной примесью с концентрацией  $N_D = 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Требуется найти толщину переходного слоя, в котором следует изменять химический состав полупроводника

для формирования градиентного гетероперехода, обладающего минимальным сопротивлением.

**Решение.** Из уравнения (4.22) найдем толщину обедненного слоя  $W_D = 30$  нм. Следовательно, для снижения переходного сопротивления необходимо формировать плавный гетеропереход на протяжении 30 нм. Рис. 4.9, б показывает, что область плавного гетероперехода должна состоять из *двух* параболических областей.

Формирование градиентных переходов используется во многих гетероструктурах. Рис. 4.10 показывает влияние таких переходов на по-

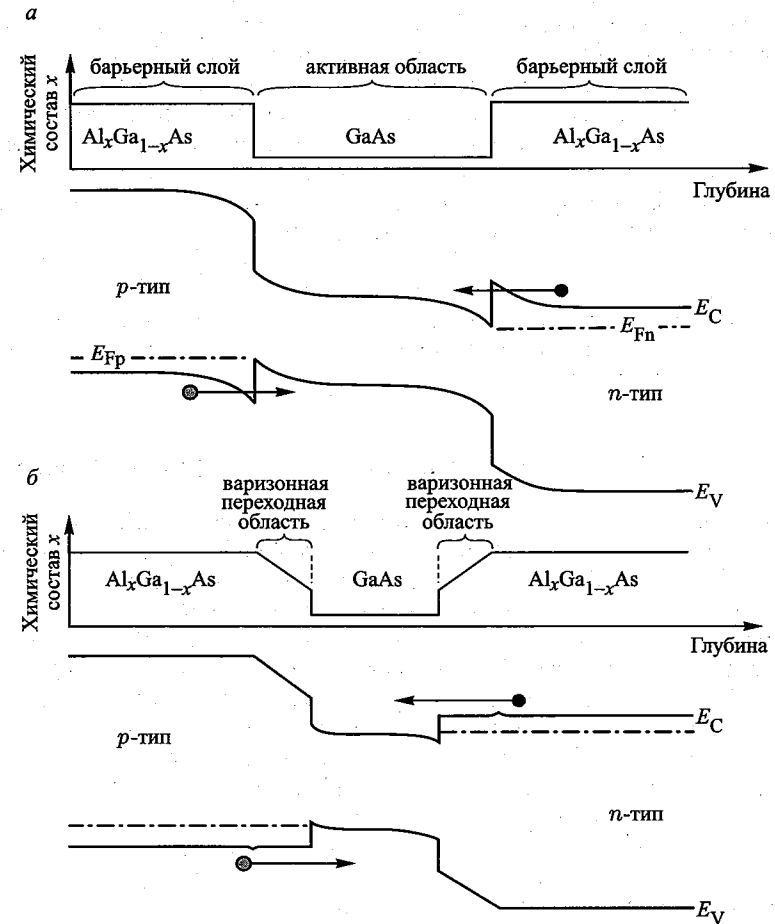


Рис. 4.10. Зонная диаграмма двойной гетероструктуры с резкими переходами (а) и градиентными переходами (б). Резкие переходы обладают большим сопротивлением, чем плавные, что связано с формированием в них потенциальных барьеров

ведение двойной гетероструктуры. На рис. 4.10, а изображены зонная диаграмма и диаграмма изменения химического состава структуры с резкими переходами. Видно, что на обеих границах раздела между полупроводниками двух типов возникли потенциальные барьеры, препятствующие попаданию свободных зарядов в активную область.

На рис. 4.10, б представлены аналогичные диаграммы для двойной гетероструктуры с градиентными переходами. Из зонной диаграммы следует, что в этом случае потенциальные барьеры значительно уменьшились. Небольшие возмущения, наблюдаемые на границе двух полупроводников, объясняются тем, что химический состав переходной области изменился линейно. В случае параболического изменения состава от этих возмущений часто удается полностью избавиться.

В общем случае считается, что перенос носителей в гетероструктурах происходит *адиабатически*, т.е. такой процесс внутри полупроводника не сопровождается выделением избыточного тепла. Для мощных светодиодов это условие практически полностью выполняется, что очень важно, поскольку повышение рабочей температуры может привести к ухудшению рабочих характеристик.

Следует также отметить, что для всех гетероструктур желательно подбирать материалы с одинаковыми параметрами кристаллической решетки, поскольку выполнение этого условия позволяет уменьшить плотность дислокаций несоответствия, играющих роль центров безызлучательной рекомбинации.

#### 4.8. Потери носителей в двойных гетероструктурах

В идеальном светодиоде барьерные слои не дают инжектированным носителям возможности покидать активную область. Это позволяет добиваться большой концентрации носителей в этой области, что ведет к повышению эффективности излучательной рекомбинации.

Энергия барьерных слоев обычно составляет  $\sim 10^2$  мэВ, что намного больше величины  $kT$ . Тем не менее, некоторым носителям удается преодолеть этот потенциальный барьер и покинуть активную область. Концентрация таких носителей в барьерных слоях очень низка, поэтому квантовый выход излучения этих слоев тоже невысок.

Распределение свободных носителей в активной области подчиняется статистике Ферми-Дирака, из которой следует, что некоторая часть носителей обладает энергией, превышающей высоту потенциального барьера. На рис. 4.11. показано, что именно эта часть носителей переходит в барьерные слои из активной области.

Рассмотрим поведение электронов в активной области двойной гетероструктуры. При этом будем считать, что область ограничена слоями с высотой потенциального барьера  $\Delta E_c$  (см. рис. 4.11). Распределение энергии носителей определяется статистикой Ферми-Дирака, поэтому энергия определенной части носителей, находящихся в активной об-

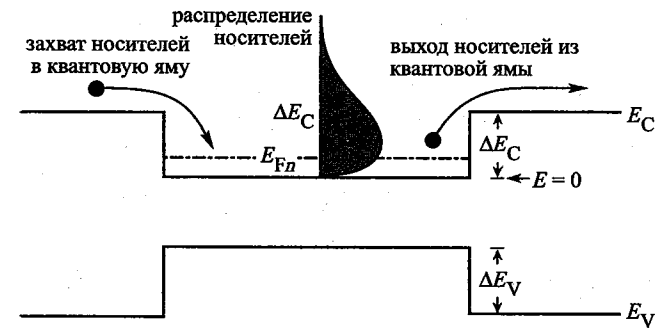


Рис. 4.11. Процессы миграции носителей в двойных гетероструктурах и распределение носителей в активной области

ласти, превышает величину этого барьера. Концентрация носителей, обладающих такой энергией, задается соотношением

$$n_B = \int_{E_B}^{\infty} \rho_{DOS} \cdot f_{FD}(E) dE, \quad (4.23)$$

где  $f_{FD}$  функция распределения Ферми-Дирака,  $E_B$  — высота потенциального барьера. Для объемной плотности состояний концентрация носителей с энергией больше  $E_B$ , определяется выражением

$$n_B = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left( \frac{2m^*}{(h/2\pi)^2} \right)^{3/2} \cdot \int_{E_B}^{\infty} \frac{\sqrt{E - E_c}}{1 + e^{(E - E_{Fn})/kT}} dE. \quad (4.24)$$

Поскольку нас интересуют носители с энергиями, превышающими энергию Ферми, распределение Ферми-Дирака можно заменить распределением Больцмана

$$n_B = N_c \cdot e^{(E_{Fn} - E_B)/kT}, \quad (4.25)$$

где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в активной области. Уравнение (4.25) определяет концентрацию свободных носителей на границе раздела активная область — барьерный слой. Неосновные носители, находящиеся на краю барьерных слоев, перемещаются за счет диффузии в их глубину. Диффузионный процесс определяется начальной концентрацией  $n_B$  и диффузионной длиной электронов  $L_n$ . Считая началом координат  $x = 0$  край барьерного слоя, распределение носителей можно описать выражением

$$n_B(x) = n_B(0) \cdot e^{-x/L_n} = N_c \cdot e^{-(E_B - E_{Fn})/kT} \cdot e^{-x/L_n}, \quad (4.26)$$

где  $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}$  — диффузионная длина,  $\tau_n$  — время жизни неосновных носителей,  $D_n$  — коэффициент диффузии, получаемый из соотношения Эйнштейна  $D = \mu kT/e$  ( $\mu$  — подвижность носителей).

Плотность диффузионного тока электронов, текущего через барьерный слой, находится из градиента концентрации носителей при  $x = 0$ : т. е.

$$J_n \Big|_{x=0} = -eD_n \cdot \frac{dn_B(x)}{dx} \Big|_{x=0} = -eD_n \cdot \frac{n_B(0)}{L_n}. \quad (4.27)$$

Ток утечки определяется концентрацией носителей на краю барьерного слоя. Поэтому для его снижения необходимо повышать потенциальный барьер этого слоя. Очевидно, что для эффективного ограничения носителей в активной области высота барьера должна быть намного больше величины  $kT$ . Некоторые системы материалов, например AlGaIn/GaN и AlGaAs/GaAs, обладают относительно большой высотой барьеров и, следовательно, низкими токами утечки электронов из активной области. Другие системы — такие, как AlInGaP/AlInGaP, излучающие свет в диапазоне длин волн 600–650 нм, имеют низкие потенциальные барьеры и довольно большие токи утечки через эти барьеры.

Отметим, что с ростом температуры утечка электронов увеличивается по экспоненциальному закону. Поэтому повышение температуры ведет к падению квантового выхода излучения светодиодов. Для снижения температурной зависимости интенсивности излучения необходимо проектировать светодиоды, имеющие большую высоту потенциальных барьеров в слоях, ограничивающих активную область. Однако помимо токов утечки существуют и другие явления, снижающие квантовый выход излучения светодиодов при высоких температурах. К таким явлениям относится, например, безызлучательная рекомбинация Шокли–Рида.

**Упражнение.** Определение тока утечки через потенциальный барьер

Концентрация электронов в активной области структуры GaAs равна  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Требуется определить плотность тока утечки носителей из активной области в слои, обладающие потенциальными барьерами 200 мэВ и 300 мэВ. Подвижность электронов считать равной  $2000 \text{ см}^2/\text{В}$ , а время жизни неосновных носителей 5 нс. Сравнить полученные значения тока утечки с типичными значениями инжекционного тока светодиодов, лежащими в диапазоне  $0,1\text{--}10 \text{ кА}/\text{см}^2$ .

**Решение.** Уровень Ферми в GaAs при плотности носителей  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  лежит на расстоянии 77 мэВ от края зоны проводимости. Считая, что эффективные плотности состояний в барьерных слоях и активной области равны, находим концентрации носителей на краях барьерных слоев с потенциальными барьерами 200 мэВ и 300 мэВ:  $3,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $8,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Коэффициент диффузии по соотношению Эйнштейна равен  $D_n = 51,7 \text{ см}^2/\text{с}$ . Диффузионная длина определяется как  $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2} = 5,1 \text{ мкм}$ . Токи утечки, вычисленные по выражению (4.27), равны  $63 \text{ кА}/\text{см}^2$  для барьера в 200 мэВ и  $1,3 \text{ кА}/\text{см}^2$  для 300 мэВ. Из сравнения полученных данных с типичными значениями

плотностей токов диода следует, что токи утечки могут приводить к большим потерям в системах с малой высотой барьерных слоев.

Во всех рассуждениях этого раздела мы считали, что электроны диффундируют в область  $p$ -типа и пренебрегали любым их дрейфом в электрическом поле. Однако если область  $p$ -типа обладает существенным удельным сопротивлением, необходимо учитывать дрейф электронов, поскольку он приводит к увеличению тока. Более того, на практике требуется учитывать и влияние электрических контактов. При высокой скорости поверхностной рекомбинации на границе контакт–полупроводник концентрация носителей на ней может считаться равной нулю. В работе Эбелинга (Ebeling, 1993) приведена методика расчета тока утечки с учетом этих эффектов. Если расстояние между контактом и границей активной области — барьерный слой равно  $x_p$ , величина тока утечки определяется выражением

$$J_n = -eD_n \cdot n_B(0) \cdot \left( \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{L_{nf}^2}} \cdot \coth \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{L_{nf}^2}} \cdot x_p + \frac{1}{L_{nf}} \right), \quad (4.28)$$

где

$$L_{nf} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\sigma_p}{J_{\text{tot}}}. \quad (4.29)$$

Здесь  $\sigma_p$  — проводимость барьерного слоя  $p$ -типа,  $J_{\text{tot}}$  — плотность суммарного тока через диод.

#### 4.9. Избыточная концентрация носителей в активной области двойных гетероструктур

Другим источником потерь квантового выхода излучения в двойных гетероструктурах является *избыточная концентрация носителей* в активной области, что происходит при высоких плотностях инжекционного тока. При увеличении тока инжекции происходит рост концентрации носителей в активной области и подъем уровня Ферми. При достаточно высоких плотностях тока положение уровня Ферми достигает верхнего края потенциального барьера. При этом активная область вся заполняется носителями и дальнейшее увеличение плотности инжекционного тока не приводит к росту концентрации носителей в ней. В результате этого интенсивность излучения выходит на насыщение. Даже при довольно высоких потенциальных барьерах сильное повышение плотности тока инжекции вызывает заполнение активной области носителями заряда. В таких случаях утечками носителей в барьерные слои при малых плотностях инжекционного тока можно пренебречь.

Рассмотрим светодиод на основе двойной гетероструктуры с толщиной активной области  $W_{DH}$  (рис. 4.12). Уравнение скоростей поступле-

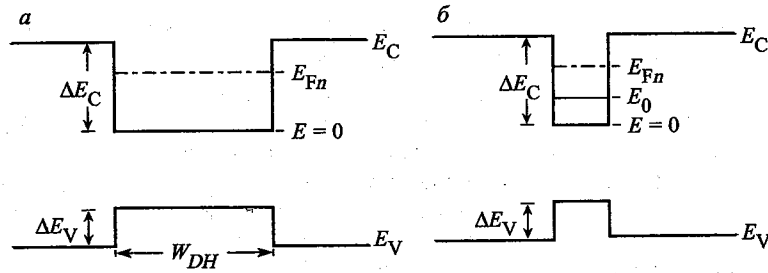


Рис. 4.12. Уровень Ферми ( $E_{Fn}$ ) и уровень размерного квантования ( $E_0$ ) в двойной гетероструктуре (а) и в структуре с квантовой ямой (б)

ния носителей в активную область (за счет инжекции) и их удаления из этой области (за счет рекомбинации) определяется выражением

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{e \cdot W_{DH}} - B \cdot n \cdot p, \quad (4.30)$$

где  $B$  — коэффициент бимолекулярной рекомбинации. При высоких плотностях тока инжекции  $n = p$ . Решая уравнение (4.30) относительно  $n$  для стационарных условий ( $dn/dt = 0$ ), получаем выражение

$$n = \sqrt{\frac{J}{e \cdot B \cdot W_{DH}}}. \quad (4.31)$$

С ростом тока инжекции плотность носителей увеличивается. В результате этого растет энергия Ферми. В условиях высоких плотностей носителей для уровня Ферми можно записать следующее приближенное выражение:

$$\frac{E_F - E_C}{kT} = \left( \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{n}{N_c} \right)^{2/3}. \quad (4.32)$$

При высоких уровнях инжекции положение уровня Ферми может достичь величины потенциального барьера, в этой точке  $E_F - E_C = \Delta E_c$ . Используя это значение, из уравнений (4.31) и (4.32) можно найти плотность тока, при которой происходит заполнение активной области носителями зарядов:

$$J = \left( \frac{4N_c}{3\sqrt{\pi}} \right)^2 \cdot \left( \frac{\Delta E_c}{kT} \right)^3 \cdot e \cdot B \cdot W_{DH}. \quad (4.33)$$

Что переполнится сначала — зона проводимости или валентная зона квантовой ямы зависит от эффективной плотности состояний ( $N_c, N_v$ ) и от разрывов зон ( $\Delta E_c, \Delta E_v$ ).

**Упражнение.** Определение тока, при котором происходит полное заполнение носителями заряда активной области двойной гетероструктуры

Рассматривается поведение электронов в двойной гетероструктуре GaAs с высотой потенциального барьера  $\Delta E_c = 200$  мэВ и толщиной активной обла-

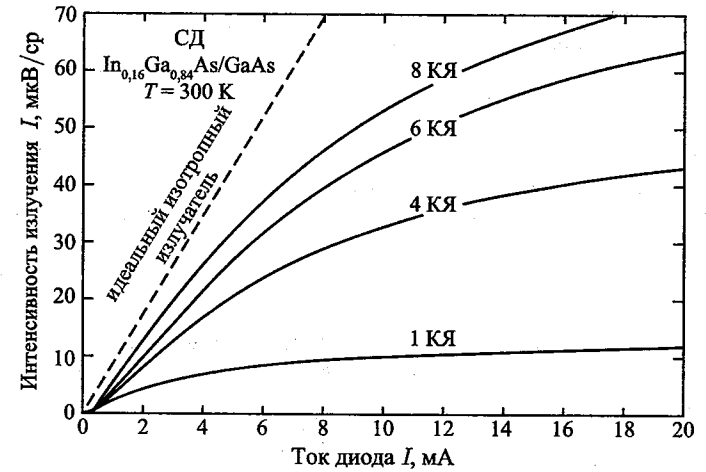


Рис. 4.13. Интенсивность излучения светодиодов  $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{GaAs}$  с активной областью, состоящей из одной, четырех, шести и восьми квантовых ям (КЯ) и теоретически рассчитанная интенсивность идеального изотропного излучателя (штриховая линия) (Hunt, 1992)

сти  $W_{DH} = 500$  Å. Требуется рассчитать уровень тока, при котором произойдет заполнение квантовой ямы.

**Решение.** При  $N_c = 4,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $B = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ , из уравнения (4.33) находим искомую плотность тока  $J_{\text{max}} = 3990 \text{ А}/\text{см}^2$ .

Проблема избыточной концентрации носителей наиболее остро стоит в структурах с малым объемом активной области, особенно в структурах с одной квантовой ямой и с активной областью типа квантовых точек. При определенной плотности тока активная область заполняется носителями, и дальнейшая их инжекция не приводит к увеличению интенсивности излучения.

На рис. 4.13 показаны экспериментально полученные зависимости интенсивности излучения от тока для структур светодиодов с одной, четырьмя, шестью и восемью квантовыми ямами (Hunt et al., 1992). Видно, что интенсивность излучения в структуре с одной квантовой ямой выходит на насыщение при довольно низком токе. Увеличение числа квантовых ям ведет к росту тока, при котором происходит выход на насыщение. При этом также увеличивается уровень насыщения интенсивности. Показанное на рис. 4.13 насыщение интенсивности излучения напрямую связано с избытком носителей в активной области светодиода.

Уровень тока, при котором происходит насыщение активной области носителями, для структур с квантовыми ямами и объемных структур рассчитывается по-разному. Для структур с квантовыми ямами, как правило, используют не трехмерную (3D) плотность состояний, а дву-

мерную (2D). Уровень Ферми в квантовой яме с одним квантовым уровнем с энергией  $E_0$  определяется из следующего выражения:

$$\frac{E_F - E_0}{kT} = \ln \left[ \exp \left( \frac{n^{2D}}{N_c^{2D}} \right) - 1 \right], \quad (4.34)$$

где  $n^{2D}$  — двумерная (2D) плотность носителей на  $1 \text{ см}^2$ , а  $N_c^{2D}$  — эффективная двумерная (2D) плотность состояний, задаваемая уравнением

$$N_c^{2D} = \frac{m^*}{\pi (\hbar/2\pi)^2} \cdot kT. \quad (4.35)$$

Поскольку рассматриваются высокие плотности носителей, можно применить приближение для полупроводников с высокой степенью вырождения, тогда

$$E_F - E_0 = \frac{\pi (\hbar/2\pi)^2}{m^*} \cdot n^{2D}. \quad (4.36)$$

Теперь запишем уравнение для скорости изменения концентрации носителей в квантовой яме за счет их инжекции в активную область и удаления (вследствие рекомбинации) из активной области:

$$\frac{dn^{2D}}{dt} = \frac{J}{e} - B^{2D} \cdot n^{2D} \cdot p^{2D}, \quad (4.37)$$

где  $B^{2D} \approx B/W_{QW}$  — коэффициент бимолекулярной рекомбинации в 2D-структуре. При высоких плотностях инжекционного тока:  $n^{2D} = p^{2D}$ . Решая уравнение (4.37) относительно  $n^{2D}$  для стационарного случая ( $dn^{2D}/dt = 0$ ), получаем

$$n^{2D} = \sqrt{\frac{J}{eB^{2D}}} = \sqrt{\frac{J \cdot W_{QW}}{eB}}. \quad (4.38)$$

При высоком уровне инжекции положение уровня Ферми становится равным максимальной энергии барьерного слоя, для которой справедливо соотношение  $E_F - E_0 = \Delta E_C - E_0$ . Подставив это выражение в уравнение (4.36) и исключив  $n^{2D}$  из уравнений (4.36) и (4.38), можно найти плотность тока, при которой происходит полное заполнение активной области носителями зарядов:

$$J = \left( \frac{m^*}{\pi (\hbar)^2} \cdot (\Delta E_C - E_0) \right)^2 \cdot \left( \frac{\Delta E_C}{kT} \right)^3 \cdot \frac{e \cdot B}{W_{QW}}. \quad (4.39)$$

Из всего сказанного следует, что переполнение активной области носителями заряда является нежелательным явлением в двойных гетероструктурах и в структурах с квантовыми ямами. Поэтому мощные светодиоды должны иметь либо *большую толщину* активной области в двойных гетероструктурах, либо *большое число квантовых ям* в активной области, либо *большую площадь контактных площадок*,

через которые осуществляется инжекция носителей. Учет этих параметров при разработке светодиодов позволяет избежать переполнения активной области при заданной рабочей плотности тока.

## 4.10. Ограничивающие слои

Носители зарядов всегда стремятся перескочить из активной области светодиода в граничащие с ней слои. В двойных гетероструктурах число носителей, «сбежавших» из активного слоя в соседние слои, возрастает при уменьшении высоты потенциального барьера на границах между этими слоями. Повышение температуры приводит к росту тепловой энергии носителей, что также способствует процессу утечки носителей из активной области.

В полупроводниках типа  $A^{III}B^V$  коэффициент диффузии электронов обычно выше коэффициента диффузии дырок, поэтому ток утечки электронов практически всегда больше тока утечки дырок. Для снижения утечки носителей из активной области применяются дополнительные запирающие слои. Во многих структурах светодиодов используются *слои, ограничивающие электроны*, которые располагаются между активной областью и барьерными слоями и обладают большей шириной запрещенной зоны.

На рис. 4.14 показана зонная диаграмма светодиода InGaN с запирающим слоем. Такой светодиод состоит из активной области с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN и барьерными слоями AlGaIn. На границе раздела активная область — барьерный слой  $p$ -типа встраивается барьерный слой AlGaIn, запирающий электроны. На рис. 4.14, а показана нелегированная структура, иллюстрирующая создание запирающим слоем AlGaIn препятствия для оттока носителей как в валентную зону, так и в зону проводимости.

Однако из рис. 4.14, б видно, что в легированной структуре нет препятствия для оттока дырок в валентную зону барьерного слоя  $p$ -типа через запирающий слой. Значит все разрывы в зонной диаграмме сосредоточены в зоне проводимости, т. е.

$$\text{высота потенциального барьера для электронов} = E_{C, \text{б.с.}} - E_{C, \text{а.о.}} + \Delta E_g, \quad (4.40)$$

где  $\Delta E_g$  — разность между шириной запрещенной зоны барьерного и запирающего слоев, б.с. — барьерный слой, а.о. — активная область.

На рис. 4.14 также показан в увеличенном масштабе край валентной зоны слоя, запирающего электроны. Видно, что на границе раздела барьерного и запирающего слоев, в барьерном слое  $p$ -типа наблюдается энергетический провал, что свидетельствует о накоплении в этой области дырок, а в запирающем слое, наоборот, всплеск потенциала — свидетельство недостатка там дырок. Поэтому дыркам для попадания в активную область приходится преодолевать потенци-

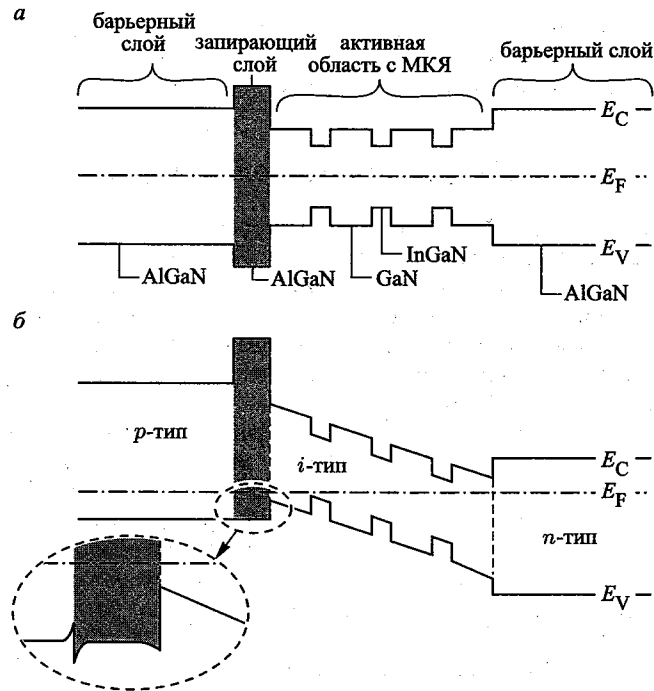


Рис. 4.14. Введение в AlGaIn/GaNAlGaIn структуру светодиода с множественными квантовыми ямами запирающего слоя AlGaIn: а — зонная диаграмма структуры без легирования; б — зонная диаграмма структуры с легированием. Содержание Al в запирающем слое выше, чем в барьерном слое p-типа

альный барьер. Однако следует отметить, что в случае градиентного изменения химического состава при приближении к границе раздела барьерного и запирающего слоев удается полностью избавиться от всплесков и провалов края валентной зоны. При этом запирающий слой совсем не будет препятствовать току дырок.

#### 4.11. Напряжение на диоде

В ходе рекомбинации электронно-дырочных пар происходит преобразование энергии инжектированных электронов в энергию квантов света. Для осуществления такого преобразования энергии *напряжение возбуждения* или *напряжение прямого смещения светодиода* должно быть больше или равно ширине запрещенной зоны, т. е. напряжение на диоде определяется выражением

$$V = h\nu/e \approx E_g/e. \quad (4.41)$$

Теперь рассмотрим причины того, что реальное напряжение смещения светодиода несколько отличается от значений, получаемых из этой формулы.

*Во-первых*, на последовательном сопротивлении диода происходит дополнительное падение напряжения. Источниками дополнительного сопротивления являются *сопротивление на контактах, сопротивление на резких границах раздела в гетероструктурах и объемное сопротивление*, характерное для материалов с низкими концентрациями носителей или малой подвижностью носителей. Падение напряжения  $I \cdot R_s$  на последовательном сопротивлении приводит к необходимости увеличения напряжения возбуждения.

*Во-вторых*, при инжекции носителей в структуры с квантовыми ямами или в двойные гетероструктуры они могут терять часть своей энергии. Это иллюстрирует пример неадиабатической инжекции носителей на рис. 4.12, где показана узкая квантовая яма при подаче на светодиод прямого напряжения. Видно, что при инжекции носителей в эту яму потери энергии электронами составляют  $\Delta E_c - E_0$ , где  $\Delta E_c$  — разрыв зоны проводимости,  $E_0$  — энергия самого низкого уровня квантования в зоне проводимости. Аналогично этому потери энергии дырками определяются выражением  $\Delta E_v - E_0$ , где  $\Delta E_v$  — разрыв валентной зоны, а  $E_0$  — энергия самого низкого уровня квантования для дырок в валентной зоне. При инжекции носителей в квантовую яму часть их энергии тратится на *испускание фононов*, т. е. преобразуется в тепловую энергию. Потери энергии при *неадиабатической инжекции носителей* характерны для полупроводников с большими значениями разрывов зон  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  — GaN и других материалов на основе нитридов III группы.

Из сказанного следует, что полное падение напряжения на светодиоде при прямом смещении определяется выражением

$$V = \frac{E_g}{e} + IR_s + \frac{\Delta E_c - E_0}{e} + \frac{\Delta E_v - E_0}{e}, \quad (4.42)$$

где первое слагаемое является теоретическим минимумом напряжения, второе зависит от последовательного сопротивления устройства, а третье и четвертое появляются вследствие неадиабатической инжекции носителей в активную область.

Экспериментально было показано, что напряжение на диоде может быть *несколько ниже минимального значения*, полученного при помощи выражения (4.42), т. е. меньше  $E_g/e \approx h\nu/e$ . Средняя тепловая энергия как электронов, так и дырок равна  $kT$ . При прямом смещении p-n-перехода носители, обладающие высокой энергией, быстрее диффундируют в область с противоположной проводимостью, чем носители с низкой энергией, поэтому именно они чаще участвуют в процессах рекомбинации. При комнатной температуре энергия  $4kT$  соответствует напряжению  $\sim 100$  мВ. В светодиоде с небольшим сопротивлением напряжение на диоде может быть на 100–200 мВ *ниже*  $h\nu/e$ . Например,

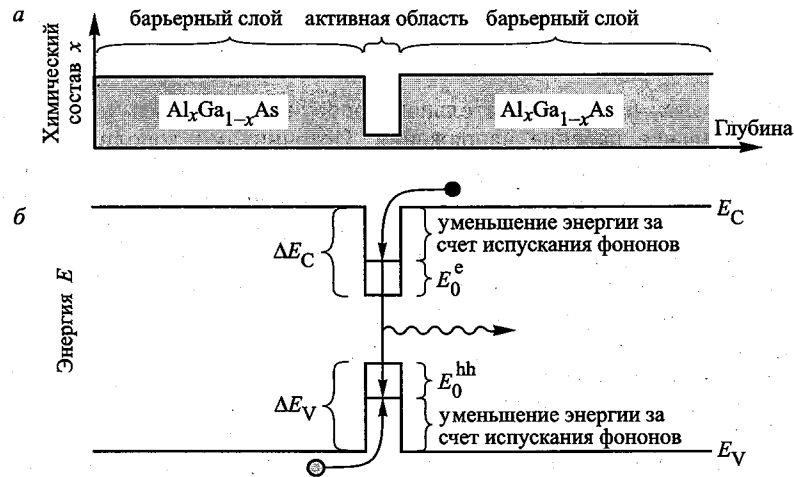


Рис. 4.15. Химический состав структуры (а); зонная диаграмма структуры с квантовой ямой, иллюстрирующая энергетические потери носителей при их попадании в квантовую яму (б)

в светодиоде GaAs ( $E_g = 1,42$  эВ) при прямом смещении генерация некоторой части фотонов с  $h\nu = 1,42$  эВ начинается при напряжении на диоде 1,32 В, что ниже энергии фотона<sup>1)</sup>.

#### Упражнение. Определение напряжения возбуждения светодиода

Рассчитать приблизительные значения прямого напряжения светодиодов, излучающих в синем, зеленом и красном диапазонах видимого спектра. Определить прямое напряжение светодиодов, излучающих свет с длинами волн 870 нм и 1,55 мкм.

#### Решение

Цвет излучения	Длина волны, нм	Энергия фотона, эВ	Напряжение возбуждения, В
Синий	470	2,6	2,6
Зеленый	550	2,2	2,2
Красный	650	1,9	1,9
Инфракрасный	870	1,4	1,4
Инфракрасный	1550	0,8	0,8

<sup>1)</sup> Этот факт не противоречит второму закону термодинамики, так как интегрально по всему спектру внутренний квантовый выход излучения меньше 100%.

### Библиографический список

- Ebeling K. J. *Integrated Opto-Electronics* Chapter 9 (Springer, Berlin, 1993).
- Emerson D., Abare A., Bergmann M., Slater D., and Edmond J. "Development of deep UV III<sup>+</sup>N optical sources" *7th International Workshop on Wide-Bandgap III<sup>+</sup>Nitrides*, Richmond VA, March (2002).
- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. "Power and efficiency limits in single-mirror light-emitting diodes with enhanced intensity" *Electron. Lett.* **28**, 2169 (1992).
- Krames M. R. *et al.* "High-brightness AlGaInP light-emitting diodes" *Proceedings of SPIE* **3938**, 2 (2000).
- Rhoderick E. H. and Williams R. H. *Metal-Semiconductor Contacts* (Clarendon Press, Oxford, UK, 1988).
- Schubert E. F., Tu L.-W., Zydzik G. J., Kopf R. F., Benvenuti A., and Pinto M. R. "Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 466 (1992).
- Shah J. M., Li Y.-L., Gessmann Th., and Schubert E. F. "Experimental analysis and theoretical model for anomalously high ideality factors ( $n \gg 2,0$ ) in AlGaIn/GaN *p-n* junction diodes" *J. Appl. Phys.* **94**, 2627 (2003).

#### Дополнение редактора

- Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Физматлит, 2007. — 420 с..
- Туннельные эффекты в светодиодах на основе гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами / В. Е. Кудряшов, К. Г. Золина, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович // ФТП. 1997. Т. 31, № 11. С. 1304–1309.
- Электролюминесценция гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN при ионизационном пробое / А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин, В. Е. Кудряшов, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович // ФТП. 1998. Т. 32, № 1. С. 63–66.
- Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaIn/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами / В. Е. Кудряшов, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин // ФТП. 1999. Т. 33, № 4. С. 445–450.
- Туннельно-рекомбинационные токи и эффективность электролюминесценции InGaIn/GaN светодиодов / Н. И. Бочкарева, Е. А. Жирнов, А. А. Ефремов, Ю. Т. Ребане, Р. И. Горбунов, Ю. Г. Шретер // ФТП. 2005. Т. 39, № 5. С. 627–632.



## Глава 5

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
СВЕТОДИОДОВ5.1. Внутренний и внешний квантовый выход  
излучения, коэффициент полезного действия (к. п. д.)

Активная область идеального светодиода испускает один фотон на каждый инжектированный в нее электрон, т.е. каждый электрон генерирует один световой квант (фотон). Поэтому квантовый выход излучения активной области идеального светодиода равен единице. Внутренний квантовый выход излучения светодиода (или его внутренняя эффективность) определяется отношением числа рожденных в его активной области фотонов к числу инжектированных в нее электронов в единицу времени (секунду), т.е.

$$\eta_{\text{int}} = \frac{P_{\text{int}}/(h\nu)}{I/e}, \quad (5.1)$$

где  $P_{\text{int}}$  — мощность оптического излучения из активной области светодиода,  $I$  — ток инжекции.

Желательно, чтобы все фотоны, испускаемые активной областью, выходили за пределы светодиода. Именно так и должно происходить в идеальных светодиодах, внешний квантовый выход излучения которых равен единице. Однако в реальных светодиодах часть фотонов все же остается внутри полупроводника.

- Они могут быть поглощены подложкой светодиода, если она обладает способностью поглощать излучение данной длины волны.
- Они могут столкнуться с металлической поверхностью контакта и также поглотиться ею, что неминуемо ведет к снижению квантового выхода.

Кроме того, существует полное внутреннее отражение, заключающееся в локализации света внутри структуры, что также снижает вероятность выхода фотонов за пределы полупроводника. Поэтому вводится коэффициент оптического вывода излучения, определяемый

как отношение числа фотонов, излученных светодиодом, к числу фотонов, образованных в активной области в единицу времени (секунду):

$$\eta_{\text{extract}} = \frac{P/(h\nu)}{P_{\text{int}}/(h\nu)}, \quad (5.2)$$

где  $P$  — мощность оптического излучения, выходящего за пределы светодиода.

Этот параметр отражает качество светодиода. Без применения сложных и дорогих технологических процессов практически невозможно сделать светодиод с  $\eta_{\text{extract}} > 50\%$ .

Внешний квантовый выход излучения светодиода определяется отношением числа фотонов, испущенных светодиодом к числу инжектированных электронов в единицу времени (секунду):

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{P/(h\nu)}{I/e} = \eta_{\text{int}} \cdot \eta_{\text{extract}}. \quad (5.3)$$

Коэффициент полезного действия (к. п. д.) светодиода определяется как

$$\eta_{\text{power}} = \frac{P}{I \cdot V}, \quad (5.4)$$

где  $I \cdot V$  — электрическая мощность, подведенная к светодиоду.

**Упражнение.** Определение квантового выхода излучения светодиода

Рассматривается светодиод с пороговым напряжением, равным  $V_{\text{th}} = E_g/e = 2$  В, и дифференциальным сопротивлением  $R_s = 20$  Ом. Вольт-амперная характеристика такого светодиода при прямом смещении имеет вид:  $V = V_{\text{th}} + IR_s$ . При пропускании через диод тока  $I = 20$  мА его оптическая мощность составляет  $P = 4$  мВт при  $h\nu = E_g$ . Требуется определить внутренний и внешний квантовый выход излучения светодиода, а также его к. п. д. Предполагается, что  $\eta_{\text{extract}} = 50\%$ .

## 5.2. Спектр излучения

Механизм свечения полупроводниковых светодиодов заключается в излучении фотонов в результате спонтанной рекомбинации электронно-дырочных пар. Спонтанные процессы излучения света принципиально отличаются от процессов вынужденного (индуцированного) излучения, характерных для полупроводниковых лазеров и суперлюминесцентных диодов. Оптические параметры светодиодов непосредственно связаны с процессами спонтанной излучательной рекомбинации. Поэтому в этом разделе будут обсуждаться характеристики спонтанного излучения светодиодов.

На рис. 5.1 схематично показан процесс рекомбинации электронно-дырочных пар. Предполагается, что зависимости энергии электронов

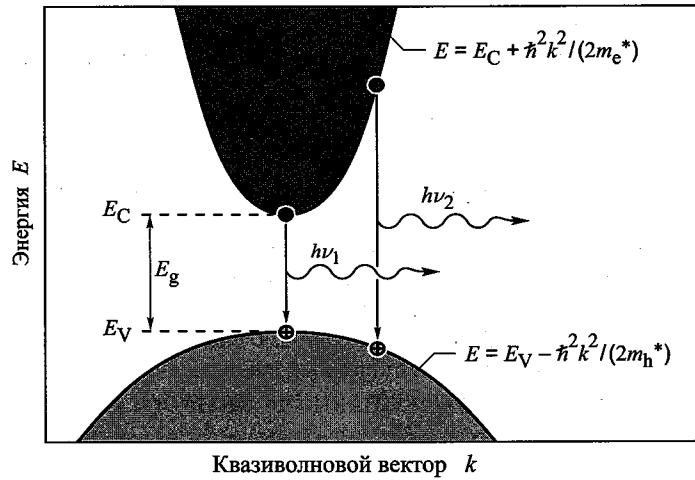


Рис. 5.1. Параболический закон дисперсии электронов и дырок и прямые межзонные переходы, соответствующие актам излучательной рекомбинации

в зоне проводимости и энергии дырок в валентной зоне от волнового вектора  $k$  имеют параболический характер, т. е.

$$E = E_c + \frac{(\hbar/2\pi)^2 \cdot k^2}{2m_e^*} \quad \text{для электронов в зоне проводимости,} \quad (5.5)$$

$$E = E_v - \frac{(\hbar/2\pi)^2 \cdot k^2}{2m_h^*} \quad \text{для электронов в валентной зоне,} \quad (5.6)$$

где  $m_e^*$  и  $m_h^*$  — эффективные массы электрона и дырки,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $k$  — квазиволновой вектор,  $E_c$  и  $E_v$  — энергии экстремумов зоны проводимости и валентной зоны.

Законы сохранения энергии и квазиимпульса помогают прийти к более глубокому пониманию механизмов излучательной рекомбинации. Из распределения Больцмана видно, что средняя кинетическая энергия электронов и дырок равна  $kT$ . Из закона сохранения энергии следует, что энергия фотона равна разности энергий электрона  $E_e$  и дырки  $E_h$ :

$$h\nu = E_e - E_h \approx E_g. \quad (5.7)$$

Если тепловая энергия мала по сравнению с шириной запрещенной зоны  $E_g$ , т. е.  $kT \ll E_g$ , энергия фотона приблизительно равна  $E_g$ . Отсюда следует, что при выборе полупроводника с соответствующей запрещенной зоной можно создать светодиод, излучающий свет с требуемой длиной волны. Например, для GaAs при комнатной температуре  $E_g = 1,42$  эВ, поэтому светодиоды GaAs создают инфракрасное излучение с длиной волны 870 нм.

Теперь сравним средний квазиимпульс носителя заряда с импульсом фотона. Квазиимпульс носителя заряда с кинетической энергией  $kT$  и эффективной массой  $m^*$  определяется выражением

$$p = m^* \cdot \nu = \sqrt{2m^* \cdot \frac{1}{2}m^* \cdot \nu^2} = \sqrt{2m^* \cdot kT}. \quad (5.8)$$

Квазиимпульс фотона с энергией  $E_g$  можно вывести из формулы де Бройля:

$$p = (\hbar/2\pi) \cdot k = h\nu/c = E_g/c. \quad (5.9)$$

Из расчетов по выражениям (5.8) и (5.9) следует, что в оптическом диапазоне импульс фотона намного меньше импульса носителей заряда, т. е. после акта рекомбинации с выделением фотона электрон переходит из зоны проводимости в валентную зону практически без изменения квазиимпульса. Именно такие переходы представлены на рис. 5.1 вертикальными линиями, показывающими, что электроны рекомбинируют только с теми дырками, у которых такой же, как у них, квазиимпульс или величина квазиволнового вектора  $k$ .

Из условия равенства квазиимпульсов электронов и дырок вытекает следующее соотношение, позволяющее рассчитать энергию фотона:

$$h\nu = E_c + \frac{(\hbar)^2 \cdot k^2}{2m_e^*} - E_v + \frac{(\hbar)^2 \cdot k^2}{2m_h^*} = E_g + \frac{(\hbar)^2 \cdot k^2}{2m_r^*}, \quad (5.10)$$

где  $m_r^*$  — приведённая масса, определяемая как

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}. \quad (5.11)$$

Используя *комбинированный закон дисперсии* (5.10), можно найти комбинированную плотность энергетических состояний в зависимости от энергии:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left( \frac{2m_r^*}{(\hbar)^2} \right)^{3/2} \cdot \sqrt{E - E_g}. \quad (5.12)$$

Распределение носителей в разрешенных зонах невырожденного полупроводника определяется распределением Больцмана

$$f_B(E) = e^{-E/(kT)}. \quad (5.13)$$

Зависимость *интенсивности излучения* от энергии является функцией, пропорциональной произведению уравнений (5.12) и (5.13):

$$I(E) \sim \sqrt{E - E_g} \cdot e^{-E/(kT)}. \quad (5.14)$$

На рис. 5.2 показан спектр излучения светодиодов, определяемый формулой (5.14). Максимум спектра излучения соответствует энергии

$$E = E_g + \frac{1}{2}kT. \quad (5.15)$$

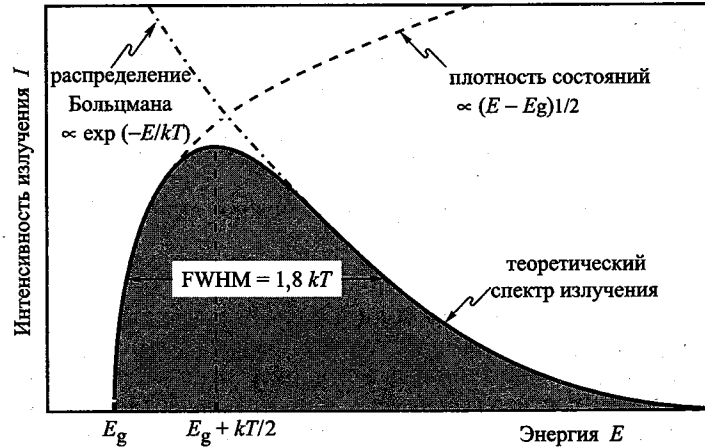


Рис. 5.2. Теоретический спектр излучения светодиодов. Ширина распределения на половине интенсивности, определяется величиной  $1,8kT$

Ширина спектральной линии определяется на уровне, равном половине интенсивности в максимуме излучения:

$$\Delta E = 1,8kT \text{ или } \Delta \lambda = \frac{1,8kT \cdot \lambda^2}{hc} \quad (5.16)$$

Например, теоретическая ширина спектральной линии светодиода из GaAs, излучающего свет с длиной волны 870 нм при комнатной температуре, равна  $\Delta E = 46$  мэВ или  $\Delta \lambda = 28$  нм.

Ширина спектральной линии является важной характеристикой светодиодов. Во-первых, для светодиодов, излучающих свет в видимом диапазоне, она гораздо меньше ширины всего видимого спектра. Спектр излучения светодиодов даже уже спектра излучения, воспринимаемого человеческим глазом как один цвет<sup>1)</sup>. Например, диапазон красного цвета лежит в пределах длин волн 625–730 нм, что гораздо шире типичного спектра излучения светодиодов. Поэтому излучение светодиодов воспринимается человеческим глазом как *монохроматическое*.

Во-вторых, оптические волокна рассеивают свет, в результате чего излучение с разными значениями длин волн в некотором диапазоне, составляющих световой импульс, будет распространяться вдоль него с разными скоростями. Дисперсия материала оптического волокна ограничивается величиной произведения скорости передачи данных в единицах бит/с на расстояние, определяемого параметрами светодиодов.

<sup>1)</sup> Восприятие цвета системой человеческого зрения субъективно. Художники способны различать цвета с лучшим разрешением — см. гл. 16–19.

Время жизни носителей при спонтанном излучении светодиодов в прямозонных полупроводниках определяется концентрацией примесей в активной области (или концентрацией носителей), а также качеством материала, и обычно лежит в диапазоне 1–100 нс, что позволяет добиться скоростей модуляции вплоть до 1 Гбит/с.

### 5.3. Угол вывода излучения

Если свет на границе между полупроводником и воздухом испытывает полное внутреннее отражение, излучение из полупроводника не выходит наружу. Свет может выйти за пределы полупроводника, если угол падения лучей на границу раздела близок к  $90^\circ$ . Полное внутреннее отражение возможно для лучей, падающих не под прямым углом, а также при их почти скользящем падении. Полное внутреннее отражение сильно снижает внешний квантовый выход излучения, особенно для светодиодов из материалов с высокими значениями показателей преломления.

Предположим, что  $\phi$  — угол падения лучей на границу раздела полупроводник–воздух (со стороны полупроводника). Тогда угол отражения этого луча от поверхности раздела  $\Phi$  можно найти из закона Снеллиуса (иногда называемого законом Снелля):

$$\bar{n}_s \cdot \sin \phi = \bar{n}_{\text{air}} \cdot \sin \Phi, \quad (5.17)$$

где  $\bar{n}_s$ ,  $\bar{n}_{\text{air}}$  — показатели преломления полупроводника и воздуха. На рис. 5.3, а показано, как, используя условие  $\Phi = 90^\circ$ , можно найти критический угол полного внутреннего отражения. Из закона Снеллиуса следует, что

$$\sin \varphi_c = (\bar{n}_{\text{air}}/\bar{n}_s) \cdot \sin 90^\circ = \bar{n}_{\text{air}}/\bar{n}_s, \quad (5.18a)$$

$$\varphi_c = \arcsin \frac{\bar{n}_{\text{air}}}{\bar{n}_s}. \quad (5.18b)$$

Полупроводники обычно обладают довольно высокими значениями показателей преломления. Так, для GaAs — этот показатель равен 3,4. Подставляя это значение в уравнение (5.18), получаем очень малую величину критического угла, характерного для полного внутреннего отражения в этом материале. Поэтому в таких случаях можно воспользоваться приближением  $\sin \varphi_c \approx \varphi_c$ . Тогда критический угол полного внутреннего отражения находится при помощи выражения

$$\varphi_c \approx \bar{n}_{\text{air}}/\bar{n}_s. \quad (5.19)$$

Угол полного внутреннего отражения определяет *угол вывода излучения*. Лучи света, попадающие внутрь конуса с таким углом, могут выйти за пределы полупроводника. Остальные лучи этой возможности не имеют.

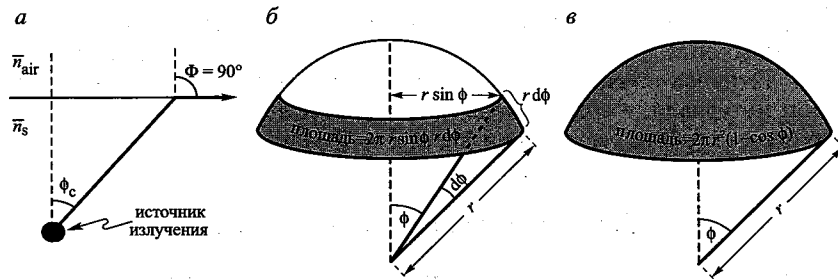


Рис. 5.3. Определение угла вывода излучения по критическому углу  $\varphi_c$  (а); элемент поверхности  $dA$  (б); площадь сегмента поверхности сферы, определяемого радиусом  $r$  и углом  $\varphi_c$  (в)

Для определения доли света, попадающей в угол вывода излучения, надо рассчитать площадь поверхности сферического конуса с радиусом  $r$ . На рис. 5.3, б и в показано, как можно найти площадь сегмента поверхности сферы, определяемого радиусом  $r$  и углом  $\varphi_c$ :

$$A = \int dA = \int_{\varphi=0}^{\varphi_c} 2\pi \cdot r \cdot \sin \varphi \cdot r d\varphi = 2\pi \cdot r^2 \cdot (1 - \cos \varphi_c). \quad (5.20)$$

Предположим, что свет излучается точечным источником с мощностью  $P_{\text{source}}$ , расположенным внутри полупроводника. Тогда мощность излучения, выходящего из полупроводника, определяется выражением

$$P_{\text{escape}} = P_{\text{source}} \cdot \frac{2\pi \cdot r^2 \cdot (1 - \cos \varphi_c)}{4\pi r^2}, \quad (5.21)$$

где  $4\pi r^2$  — площадь поверхности всей сферы радиуса  $r$ .

Из данного расчета следует, что только часть света, излучаемая внутрь полупроводника, может выйти за его пределы. Величина этой части равна

$$\frac{P_{\text{escape}}}{P_{\text{source}}} = \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos \varphi_c). \quad (5.22)$$

Поскольку для материалов с высокими показателями преломления характерны сравнительно небольшие значения критических углов полного внутреннего отражения, косинус можно представить в виде степенного ряда. Тогда, опуская члены выше второго порядка, можно записать выражение

$$\frac{P_{\text{escape}}}{P_{\text{source}}} \approx \frac{1}{2} \cdot \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\varphi_c^2}{2} \right) \right] = \frac{1}{4} \cdot \varphi_c^2. \quad (5.23)$$

Используя приближенное уравнение (5.19), получаем:

$$\frac{P_{\text{escape}}}{P_{\text{source}}} \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{n_{\text{air}}^2}{n_s^2}. \quad (5.24)$$

Это соотношение является важным параметром светодиодов. Поскольку большинство полупроводников имеют высокие значения показателей преломления ( $> 2,5$ ), только несколько процентов света, генерируемого внутри материала, выходят за пределы планарных светодиодов. Для полупроводниковых светодиодов с небольшими значениями показателей преломления (порядка 1,5) и полимерных светодиодов эта проблема стоит менее остро.

**Упражнение.** Определение угла вывода излучения для GaAs, GaN и полимерных светодиодов.

Показатели преломления для GaAs, GaN и излучающих свет полимерных материалов соответственно равны 3,4; 2,5 и 1,5. Требуется рассчитать критические углы полного внутреннего отражения для светодиодов на основе данных материалов и определить долю света, способного выйти за пределы их планарных структур. Также требуется оценить изменения, которые произойдут при помещении планарного светодиода из GaAs в герметичный прозрачный полимерный корпус с показателем преломления 1,5 (отражением света на границе раздела полимер–воздух здесь можно пренебречь).

**Решение**

Критические углы полного внутреннего отражения  $\varphi_c$ :

$$\text{GaAs } 17,1^\circ \quad \text{GaN } 23,6^\circ \quad \text{полимер } 41,8^\circ$$

Доля, выходящего излучения:

$$\text{GaAs } 2,21\% \quad \text{GaN } 4,18\% \quad \text{полимер } 12,7\%$$

При помещении GaAs планарного светодиода в герметичный прозрачный полимерный корпус доля выходящего света увеличится на 232%.

## 5.4. Пространственное распределение излучения (диаграммы направленности) светодиодов

Все светодиоды обладают собственным *пространственным распределением излучения в дальнем поле*, или *диаграммой направленности* (в светотехнике также принят термин «кривая силы света»).

Интенсивность излучения в заданной точке, измеряемая в единицах Вт/см<sup>2</sup>, определяется ее полярными координатами, т. е. расстоянием от этой точки до светодиода и углом между ним и горизонтальной плоскостью. Для нахождения полной оптической мощности светодиода

необходимо вычислить интеграл от интенсивности излучения по всей поверхности сферы

$$P = \int_A \int_{\lambda} I(\lambda) d\lambda dA, \quad (5.25)$$

где  $I(\lambda)$  — спектральная интенсивность излучения, Вт/(нм·см<sup>2</sup>),  $A$  — площадь поверхности сферы.

### 5.5. Ламбертовское распределение излучения

Различия между показателями преломления излучающего материала и окружающей среды ведет к анизотропии пространственного распределения излучения. Для планарных диодов на основе материалов с высокими значениями показателей преломления характерно ламбертовское распределение излучения. На рис. 5.4 показан точечный источник излучения, расположенный немного ниже границы раздела полупроводник–воздух. Луч, выходящий из источника света под углом  $\varphi$  с нормалью к поверхности раздела, преломляется под углом  $\Phi$  также по отношению к нормали. Углы  $\varphi$  и  $\Phi$  связаны законом Снеллиуса, поэтому для малых углов ( $\sin \varphi \approx \varphi$ ) можно записать соотношение

$$\bar{n}_s \cdot \sin \varphi \approx \bar{n}_s \cdot \varphi = \bar{n}_{\text{air}} \cdot \sin \Phi. \quad (5.26)$$

Луч света, испускаемый в полупроводнике в пределах конуса с углом  $d\varphi$ , отразившись от поверхности раздела, попадет в воздухе в сектор, определяемый углом  $d\Phi$  (все по отношению к нормали) (см. рис. 5.4, а). Дифференцируя выражение (5.26) по углу  $\Phi$  и решая полученное

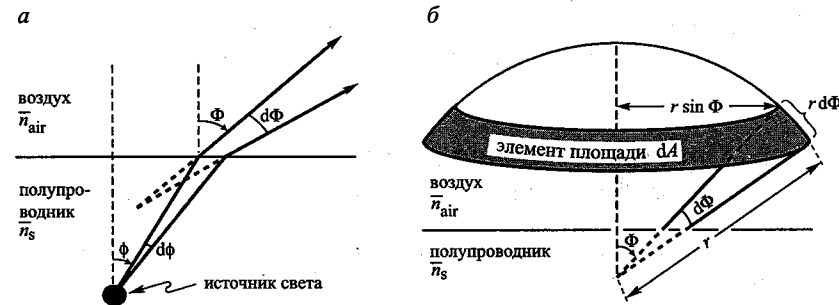


Рис. 5.4. Геометрическая модель, используемая для вывода уравнения для ламбертовского распределения: а — свет, излучаемый в пределах угла  $d\varphi$  внутри полупроводника, в воздухе излучается в пределах угла  $d\Phi$ ; б — иллюстрация элемента поверхности сегмента сферы

уравнение относительно  $d\Phi$ , получаем

$$d\Phi = \frac{\bar{n}_s}{\bar{n}_{\text{air}}} \cdot \frac{1}{\cos \Phi} d\varphi. \quad (5.27)$$

Из закона сохранения энергии следует, что мощность оптического излучения в пределах угла  $d\varphi$  в полупроводнике должна равняться оптической мощности излучения в воздухе в пределах угла  $d\Phi$ , т. е.:

$$I_s \cdot dA_s = I_{\text{air}} \cdot dA_{\text{air}}, \quad (5.28)$$

где  $I_s$  и  $I_{\text{air}}$  — интенсивности излучения в полупроводнике и в воздухе, измеренные в единицах Вт/м<sup>2</sup>. Исходя из цилиндрической симметрии диаграммы направленности, выбираем элемент поверхности, показанный на рис. 5.4, б. Площадь этого элемента определяется выражением

$$dA_{\text{air}} = 2\pi \cdot r \cdot \sin \Phi \cdot r d\Phi. \quad (5.29)$$

Используя уравнения (5.27) и (5.28), получаем

$$dA_{\text{air}} = 2\pi \cdot r^2 \cdot \frac{\bar{n}_s^2}{\bar{n}_{\text{air}}^2} \cdot \frac{1}{\cos \Phi} \varphi d\varphi. \quad (5.30)$$

Аналогично этому, площадь элемента поверхности полупроводника определяется выражением

$$dA_s = 2\pi \cdot r \cdot \sin \varphi \cdot r d\varphi \approx 2\pi r^2 \cdot \varphi \cdot d\varphi. \quad (5.31)$$

Интенсивность излучения внутри полупроводника на расстоянии  $r$  от поверхности находится делением полной мощности источника света на площадь поверхности сферы радиуса  $r$ :

$$I_s = \frac{P_{\text{source}}}{4\pi r^2}. \quad (5.32)$$

Интенсивность излучения в воздухе находят совместным решением уравнений (5.28), (5.30), (5.31) и (5.32). Результирующее выражение и является уравнением для ламбертовского пространственного распределения:

$$I_{\text{air}} = \frac{P_{\text{source}}}{4\pi r^2} \cdot \frac{\bar{n}_{\text{air}}^2}{\bar{n}_s^2} \cdot \cos \Phi. \quad (5.33)$$

Из этого выражения видна зависимость интенсивности излучения по функции косинуса от угла  $\Phi$ . Это означает, что интенсивность света максимальна при излучении, перпендикулярном поверхности полупроводника при  $\Phi = 0^\circ$ . При угле  $\Phi = 60^\circ$  интенсивность снижается до значения, равного половине максимума. На рис. 5.5 схематично показано ламбертовское пространственное распределение излучения (диаграмма направленности, или, как принято в светотехнике, кривая силы света) планарного светодиода.

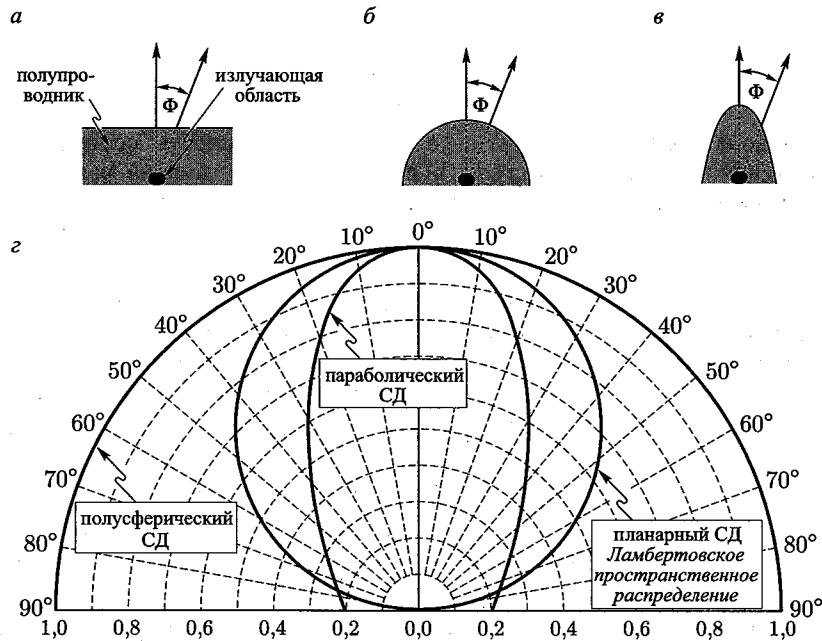


Рис. 5.5. Светодиоды с планарной (а), полусферической (б) и параболической (в) поверхностями; пространственное распределение излучения разных типов светодиодов (г). При  $\Phi = 60^\circ$  интенсивность ламбертовского распределения излучения уменьшается до значения, равного половине максимума, достигаемого при  $\Phi = 0^\circ$ . Приведенные пространственные распределения нормированы так, что при  $\Phi = 0^\circ$  интенсивность равна единице

На рис. 5.5 приведены примеры светодиодов с поверхностями другой геометрической формы и характерные для них пространственные распределения излучения. Для полусферического светодиода характерно изотропное пространственное распределение с излучающей областью в центре сферы. При параболической форме поверхности получается распределение с ярко выраженной направленностью. Однако светодиоды с параболической и полусферической поверхностями гораздо сложнее изготовить, чем планарные светодиоды.

Полную мощность излучения, выведенного в воздух, можно найти, интегрируя интенсивность излучения вдоль всей поверхности полусферы:

$$P_{\text{air}} = \int_{\Phi=0^\circ}^{90^\circ} I_{\text{air}} \cdot 2\pi \cdot r \cdot \sin \Phi \cdot r d\Phi. \quad (5.34)$$

Подставляя уравнение (5.33) в (5.34) и считая, что  $\cos \Phi \cdot \sin \Phi = (1/2) \sin(2\Phi)$ ,

$$P_{\text{air}} = \frac{P_{\text{source}}}{4} \cdot \frac{\bar{n}_{\text{air}}^2}{\bar{n}_s^2}. \quad (5.35)$$

Таким образом, получился результат, идентичный уравнению (5.24). Это не удивительно, поскольку мощность излучения полупроводника ( $P_{\text{escape}}$ ) должна быть равна мощности излучения в воздухе ( $P_{\text{air}}$ ).

Правда, следует отметить, что во всех приведенных расчетах не учитывались формулы Френеля при отражении на границе раздела полупроводник–воздух. При нормальном падении лучей на поверхность потери мощности излучения за счет отражения по формулам Френеля можно оценить по выражению

$$T = 1 - R = 1 - \left( \frac{\bar{n}_s - \bar{n}_{\text{air}}}{\bar{n}_s + \bar{n}_{\text{air}}} \right)^2 = \frac{4\bar{n}_s \cdot \bar{n}_{\text{air}}}{(\bar{n}_s + \bar{n}_{\text{air}})^2}. \quad (5.36)$$

В строгих расчетах пренебрегать потерями на френелевское отражение нельзя.

**Упражнение.** Определение эффективности связи светодиод–оптическое волокно

Рассматривается планарный светодиод GaAs с точечной излучающей областью, расположенной в непосредственной близости от поверхности. Входная угловая апертура оптического волоконного световода равна  $12^\circ$ . Требуется определить долю излучения из активной области светодиода, попадающую в оптический волоконный световод. Считается, что показатель преломления GaAs  $\bar{n}_s = 3,4$ . Потерями на отражение Френеля на границах раздела полупроводник–воздух и воздух–оптическое волокно можно пренебречь.

**Решение**

Угловая апертура полупроводникового светодиода, найденная по закону Снеллиуса, равна  $3,5^\circ$ . Поэтому доля излучения из активной области светодиода, попадающая в оптическое волокно, составляет всего 0,093 %.

## 5.6. Светодиоды с корпусами из эпоксидной смолы

Использование корпусов куполообразной формы из материалов с высокими значениями показателей преломления позволяет существенно повысить коэффициент оптического вывода светодиодов  $\eta_{\text{extract}}$  за счет увеличения угла полного внутреннего отражения через верхнюю поверхность полупроводника. Из уравнения (5.22) следует, что отношение коэффициентов оптического вывода светодиодов с эпоксидным корпусом и светодиодов без корпуса определяется выражением

$$\frac{\eta_{\text{epoxy}}}{\eta_{\text{air}}} = \frac{1 - \cos \varphi_{c, \text{epoxy}}}{1 - \cos \varphi_{c, \text{air}}}, \quad (5.37)$$

где  $\varphi_{c, \text{epoxy}}$ ,  $\varphi_{c, \text{air}}$  — критические углы полного внутреннего отражения на границах раздела полупроводник–эпоксидная смола

и полупроводник–воздух. На рис. 5.6 показаны расчетные значения этого отношения при разных показателях преломления эпоксидной смолы. Видно, что при использовании эпоксидного корпуса с показателем преломления 1,5 эффективность стандартного полупроводникового светодиода возрастает в 2–3 раза.

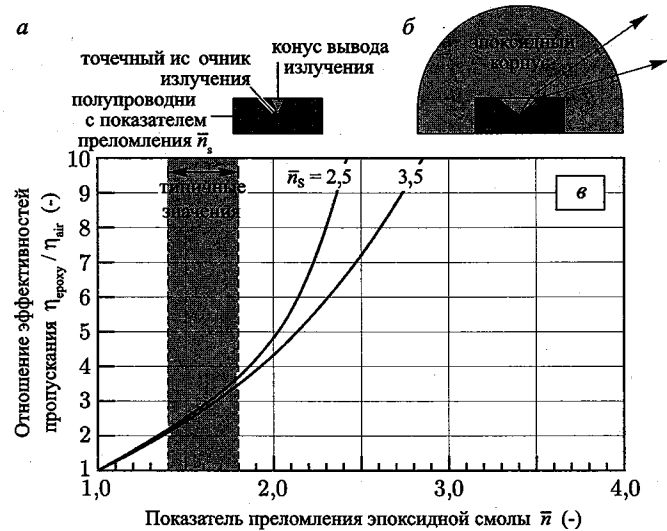


Рис. 5.6. Светодиод без корпуса (а) и светодиод с куполообразным корпусом из эпоксидной смолы (б) (использование корпуса увеличивает угол вывода излучения); расчетные отношения значений коэффициента оптического вывода светодиода с корпусом из эпоксидной смолы и без него (в). Показатели преломления стандартных эпоксидных смол лежат в интервале 1,4–1,8 (Nuese et al., 1969).

На рис. 5.6, б показано, что благодаря куполообразному корпусу из эпоксидной смолы, свет падает на границу раздела эпоксидная смола–воздух под углом около  $90^\circ$ . На этой границе практически не происходит потерь, связанных с полным внутренним отражением. Использование корпусов не только увеличивает внешний квантовый выход излучения светодиодов, но и позволяет изменять пространственное распределение излучения. Так, для создания узконаправленных светодиодов применяют сферические корпуса, играющие роль линз. Поскольку полимеры обладают небольшими показателями преломления, полимерные корпуса незначительно изменяют внешний квантовый выход светодиодов.

В гл. 11 будут рассмотрены корпуса, изготовленные по современным технологиям: с градиентным изменением показателя преломления и с высокими (более 2) показателями преломления, рассеивающие излучение.

## 5.7. Температурная зависимость интенсивности излучения

С ростом температуры интенсивность излучения светодиодов падает. Это снижение интенсивности происходит из-за:

- 1) безызлучательной рекомбинации через глубокие примесные уровни,
- 2) рекомбинации на поверхности,
- 3) потери носителей в барьерных слоях гетероструктур.

Температурную зависимость интенсивности излучения светодиодов вблизи комнатной температуры часто описывают следующим феноменологическим уравнением:

$$I = I \Big|_{300 \text{ K}} \cdot \exp\left(-\frac{T - 300 \text{ K}}{T_1}\right), \quad (5.38)$$

где  $T_1$  — характеристическая температура конкретного светодиода. Предпочтительнее, чтобы характеристическая температура была достаточно высокой, поскольку этому соответствует слабая температурная зависимость.

Интересно отметить, что как светодиоды, так и полупроводниковые лазеры обладают своими собственными зависимостями интенсивности излучения от температуры. Для светодиодов эта зависимость иногда называется уравнением  $T_1$ , а для лазеров — уравнением  $T_0$ . В полупроводниковых лазерах пороговый ток, т. е. электрический ток, необходимый для начала генерации излучения, с увеличением температуры растет. Это увеличение порогового тока часто описывается уравнением

$$I_{\text{th}} = I_{\text{th}} \Big|_{300 \text{ K}} \cdot \exp\left(-\frac{T - 300 \text{ K}}{T_0}\right). \quad (5.39)$$

Отметим, что температурные зависимости и интенсивности излучения светодиодов и порогового тока полупроводниковых лазеров являются чисто феноменологическими, основанными только на экспериментальных данных, для их вывода не использованы уравнения, полученные из теоретических принципов.

На рис. 5.7 показаны полученные экспериментально температурные зависимости интенсивности излучения светодиодов трех типов: светодиода голубого свечения InGaN/GaN, светодиода зеленого свечения InGaP/GaN и светодиода красного свечения AlInGaP/GaAs, снятые при постоянном токе (Toyoda Gosei Corporation, 2000). Видно, что светодиоды голубого свечения обладают наибольшей температурой  $T_1$ , а красного свечения — наименьшей. Этот факт не является неожиданным, поскольку известно, что светодиоды голубого свечения имеют самые глубокие квантовые ямы и это делает структуры InGaN/GaN наиболее эффективными.

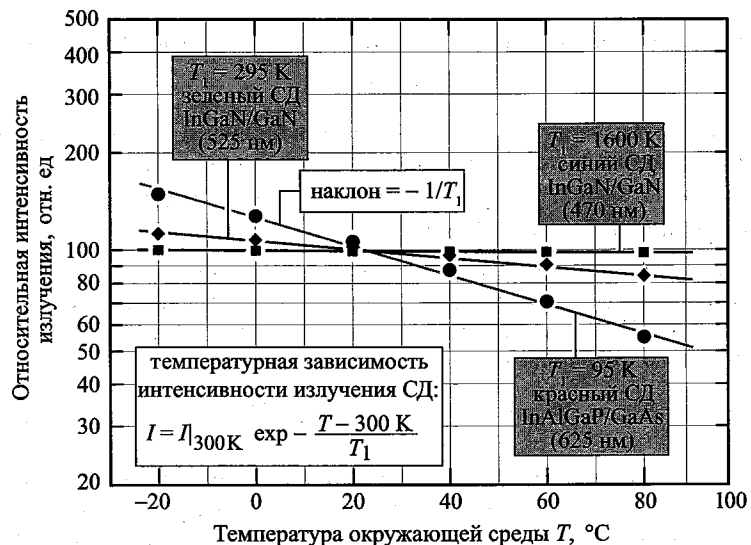


Рис. 5.7. Характеристические температуры  $T_1$  для трех типов светодиодов: светодиода голубого свечения InGaN/GaN, светодиода зеленого свечения InGaN/GaN и светодиода красного свечения AlInGaP/GaAs, снятые вблизи комнатной температуры (Toyota Gosei Corporation, 2000)

#### Упражнение. Компенсация температурной зависимости светодиодов

Рассмотрим светодиод с характеристической температурой  $T_1 = 100$  К, пороговым напряжением при температуре  $20$  °C  $1,4$  В и температурным коэффициентом порогового напряжения  $0,5$  мВ/К. Дифференциальное сопротивление данного светодиода при прямых напряжениях больше напряжения включения равно  $20$  Ом.

Требуется разработать схему управления светодиодом, состоящую из источника постоянного напряжения и резистора, компенсирующую температурную зависимость интенсивности излучения светодиода. Схема должна обеспечивать одинаковую интенсивность излучения светодиода и в точке заморзания воды ( $0$  °C), и при температуре  $60$  °C. При  $0$  °C через светодиод должен проходить ток  $20$  мА.

#### Библиографический список

- Nuese C.J., Tietjen J.J., Gannon J.J., and Gossenberger H.F. "Optimization of electroluminescent efficiencies for vapor-grown GaAsP diodes" *J. Electrochem Soc.: Solid State Sci.* **116**, 248 (1969).
- Toyota Gosei Corporation, Japan, General LED catalogue (2000).
- Toyota Gosei Corporation, Japan, General LED catalogue (2004).

## Глава 6.

### ТЕМПЕРАТУРА $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА И ТЕМПЕРАТУРА НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Температура  $p$ - $n$ -перехода, соответствующая температуре активной области кристаллической решетки, является важным параметром светодиодов. Важность этой характеристики объясняется следующими причинами. Во-первых, от температуры  $p$ - $n$ -перехода зависит внутренний квантовый выход излучения диода. Во-вторых, работа в режиме высоких температур значительно сокращает время жизни устройства. В-третьих, высокая температура внутри светодиода может явиться причиной разрушения его корпуса. Именно поэтому всегда желательно знать зависимость температуры перехода от протекающего тока.

Местами выделения тепла внутри светодиода являются контакты, внешние слои и активная область. При низких значениях тока нагревом контактов и внешних слоев можно пренебречь из-за незначительного количества джоулева тепла, выделяемого на их паразитных сопротивлениях ( $I^2R$ ). Поэтому при малых токах основным тепловым источником является активная область, нагрев которой происходит в результате безызлучательной рекомбинации. При повышении тока вклад паразитных сопротивлений контактов и внешних слоев в повышение температуры внутри диода возрастает и может даже стать главным.

Существует несколько способов определения температуры переходов:

- Рамановская спектроскопия (Todoroki et al., 1985);
- измерение порогового напряжения (Abdelkader et al., 1992);
- измерение теплового сопротивления (Murata, Nakada, 1992);
- измерение коэффициента отражения методом фототермической микроскопии (Erperlein, 1990);
- определение температуры по спектрам электролюминесценции (Erperlein, Bona; 1993);
- определение температуры по спектрам фотолюминесценции (Hall et al, 1992);
- бесконтактный метод, основанный на измерении отношения пиков излучения двухцветных источников света (Gu, Narendan, 2003).

Большинство перечисленных методов косвенные, в них температура перехода определяется по легко измеряемым параметрам. В этой главе будут рассмотрены два способа нахождения температуры переходов: по



смещению длины волны пика излучения и по сдвигу прямого напряжения при изменении температуры. Также будет обсуждаться вопрос о температуре носителей, которая может быть определена из наклона спектральной характеристики излучения в области высоких энергий<sup>1)</sup>.

### 6.1. Температура носителей и наклон спектральной характеристики в области высоких энергий

Из распределения Больцмана для носителей зарядов, описывающего спектр излучения в области высоких энергий, вытекает экспоненциальная зависимость интенсивности излучения от энергии фотонов:

$$I \propto \exp[-hv/(kT_c)], \quad (6.1)$$

где  $T_c$  — температура носителей. Наклон спектральной характеристики в области высоких энергий определяется выражением

$$\frac{d(\ln I)}{d(hv)} \propto \frac{-1}{kT_c}. \quad (6.2)$$

Отсюда видно, что из наклона спектральной характеристики можно непосредственно получить температуру носителей. Поскольку температура носителей практически всегда выше температуры перехода, благодаря инжекции носителей с высокой энергией в активную область, этот метод позволяет определять верхнюю границу реальной температуры p-n-перехода.

На рис. 6.1 показаны спектры излучения светодиодов InGaN и AlInGaP при разных значениях тока (Chhajed et al., 2005; Gessmann et al., 2003). Видно, что температуры носителей, определяемые по наклонам спектральных характеристик в области высоких энергий, при увеличении тока растут. Так, при низких значениях тока температуры носителей в светодиодах InGaN и AlInGaP соответственно равны 221 °C и 212 °C, а при высоких токах эти температуры 415 °C и 235 °C. Однако из-за эффекта уширения спектров тройных и четверных полупроводниковых твердых растворов полученные значения температур несколько выше реальных температур носителей.

Уширение спектров излучения многокомпонентных твердых растворов полупроводниковых соединений (и, как следствие, уменьшение наклонов их спектральных характеристик) происходит из-за статистических флуктуаций их химического состава (Schubert et al., 1984). Учет этого эффекта и теплового ( $kT$ ) уширения спектров позволяет значительно повысить точность определения температуры носителей.

<sup>1)</sup> Обсуждение вопроса об определении температуры носителей из спектров см. в [1–4].

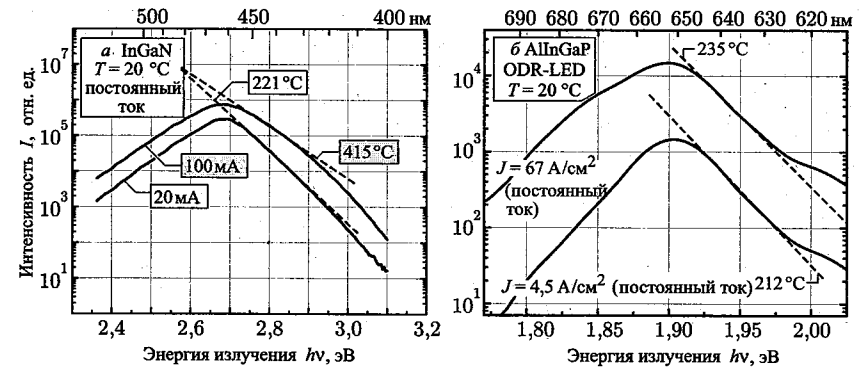


Рис. 6.1. Температуры носителей в светодиоде синего свечения InGaN (а) и светодиоде красного свечения AlInGaP (б), полученные из наклонов спектральных характеристик в области высоких энергий. Из-за уширения спектров излучения многокомпонентных твердых растворов измеренные значения превышают реальные температуры носителей (Chhajed et al., 2005; Gessmann et al., 2003)

Метод определения температуры носителей по наклону спектральных характеристик в области высоких энергий лучше всего подходит для бинарных соединений — GaAs и InP. Этим соединениям не свойственно уширение спектров из-за флуктуаций состава, поэтому температуры носителей, определенные данным методом, наиболее близки к реальным.

### 6.2. Температура перехода и длина волны в максимуме спектра излучения

Соответствующий метод основан на зависимости ширины запрещенной зоны (следовательно, и длины волны в максимуме спектра излучения) от температуры. Метод предусматривает два этапа: калибровка измерительной аппаратуры и измерение температуры p-n-перехода. На этапе калибровки измеряется энергия в максимуме спектра излучения при разных окружающих температурах, обычно в диапазоне 20–120 °C. Для этого светодиод помещается в термостат с терморегулятором. Для снижения вероятности дополнительного нагрева носители инжектируются в активную область светодиода в импульсном режиме со скважностью  $\gg 1$ . Поэтому можно считать, что температура внутри термостата и температура p-n-перехода будут равны. На этапе калибровки определяется зависимость температуры p-n-перехода от энергии максимума в спектре излучения в заданном диапазоне токов. На рис. 6.2, а показаны данные калибровки светодиода УФ-диапазона (Xi et al., 2005).

На этапе измерений, следующим за этапом калибровки, определяется зависимость энергии в максимуме спектра излучения от постоянного

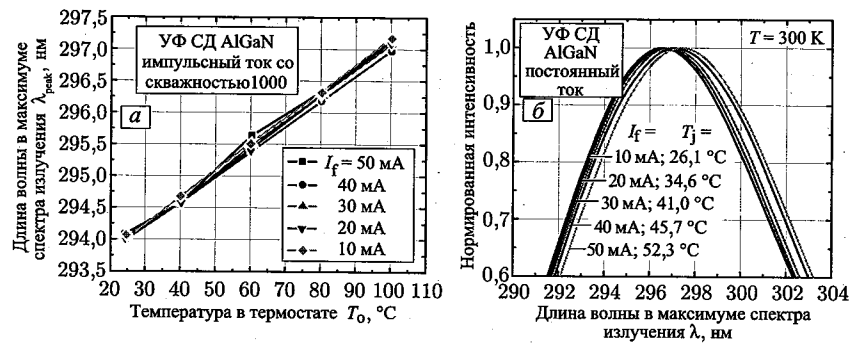


Рис. 6.2. Зависимость длины волны в максимуме спектра излучения от температуры в термостате для светодиода AlGaIn УФ-диапазона свечения в импульсном режиме со скважностью 1000 (а). Спектры излучения и температуры переходов при разных значениях постоянного тока (б). (Xi et al., 2005)

тока. После этого светодиод находится при комнатной температуре, а затем чего по калибровочным данным для каждого значения тока определяется температура p-n-перехода. На рис. 6.2, б показаны спектры излучения светодиода УФ-диапазона свечения при разных значениях инжекционного тока. На рис. 6.3 показано, как по данным калибровки можно определить температуру p-n-переходов (Xi et al., 2005).

Точность метода ограничена погрешностью определения длины волны в максимуме спектра излучения. По оценкам эта погрешность составляет 5–10% от полной ширины спектральной линии на поло-

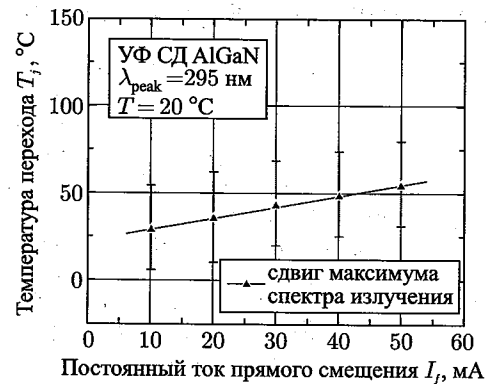


Рис. 6.3. Определение температуры перехода по зависимости энергии в максимуме спектра излучения от постоянного тока инжекции для УФ-светодиода (300 мкм × 300 мкм), излучающего на длине волны 295 нм. Причина указанной погрешности заключается в неопределенности значения энергии в максимуме спектра излучения (Xi et al., 2005)

вине высоты ее максимального значения. Эффекты уширения спектров излучений из-за температурной зависимости и применения многокомпонентных твердых растворов также ограничивают точность данного метода.

Смещение максимума в спектре излучения при изменении температуры ( $dE_g/dT$ ) объясняется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Изменение ширины запрещенной зоны с температурой может быть найдено по параметрам формулы Варшни, которые будут описаны в следующем разделе этой главы.

Отметим, что в данном методе эффект заполнения активной области не оказывает практически никакого влияния на результаты измерений, если он был учтен на этапе калибровки. При заполнении активной области, которое происходит при высоких плотностях тока, энергия максимума в спектре излучения смещается в сторону более высоких энергий. И наоборот, энергия в максимуме сдвигается в сторону более низких энергий при сужении запрещенной зоны. Однако отличить смещение максимума в спектре излучения из-за изменения температуры p-n-перехода от его смещения в результате заполнения активной области почти невозможно, хотя при стандартных условиях проведения экспериментов, как правило, преобладает первый эффект.

### 6.3. Теоретическое обоснование зависимости прямого напряжения светодиода от температуры

Вывод теоретической зависимости прямого напряжения светодиода от температуры, приведенный в этом разделе, базируется на материалах книги (Xi et al., 2004, 2005). Вольтамперная характеристика идеального p-n-перехода определяется уравнением Шокли

$$J = J_s (e^{eV_f/(n_{ideal}kT)} - 1), \quad (6.3)$$

где  $J_s$  — плотность тока насыщения. Для невырожденных полупроводников в режиме прямого смещения при  $V_f \gg kT/e$  справедливо следующее соотношение:

$$\frac{dV_f}{dT} = \frac{d}{dT} \left[ \frac{n_{ideal} \cdot kT}{e} \cdot \ln \left( \frac{J_f}{J_s} \right) \right]. \quad (6.4)$$

Плотность тока насыщения зависит от значений коэффициентов диффузии и времени жизни электронов и дырок, эффективной плотности состояний на краях валентной зоны и зоны проводимости, а также от ширины запрещенной зоны. Следует отметить, что все перечисленные параметры зависят от температуры p-n-перехода. Температурная зависимость эффективной плотности состояний определяется выражением:  $N_{c,v} \propto T^{3/2}$ . В случае фононного рассеяния зависимость подвижности носителей от температуры имеет вид  $\mu \propto T^{-3/2}$ . Из соотношения Эйнштейна следует, что коэффициенты диффузии зависят

от температуры как  $D \propto T^{-1/2}$ . Время жизни неосновных носителей с ростом температуры может уменьшаться (в случае безызлучательной рекомбинации) или увеличиваться (в случае излучательной рекомбинации). Из-за такой неопределенности будем считать, что время жизни неосновных носителей от температуры не зависит. Подставив эти температурные зависимости в уравнение (6.4) и взяв от получившегося выражения производную, находим

$$\frac{dV_f}{dT} = \frac{eV_f - E_g}{eT} + \frac{1}{e} \cdot \frac{dE_g}{dT} - \frac{3k}{e} \quad (6.5)$$

Это уравнение и определяет основную зависимость прямого напряжения светодиода от температуры. Три слагаемых правой части выражения (6.5) отображают температурные зависимости концентрации собственных носителей, ширины запрещенной зоны и эффективной плотности состояний. Основное отличие выражения (6.5) от использованного ранее (Millman, Halkias, 1972) заключается в том, что в нем учтена температурная зависимость ширины запрещенной зоны.

Светодиоды обычно работают при прямых напряжениях, близких к напряжению p-n-перехода ( $V_f \approx V_{bi}$ ). Поэтому для невырожденных полупроводников можно записать выражение

$$eV_f - E_g \approx kT \cdot \ln \left( \frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2} \right) - kT \cdot \ln \left( \frac{N_c \cdot N_v}{n_i^2} \right) = kT \cdot \ln \left( \frac{N_D \cdot N_A}{N_c \cdot N_v} \right) \quad (6.6)$$

Второй член в правой части уравнения (6.5) отображает изменение ширины запрещенной зоны. С ростом температуры ширина этой зоны в полупроводниках обычно уменьшается. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника может быть описана формулой, часто называемой *формулой Варшни* (Varshni, 1967)<sup>1)</sup>:

$$E_g = E_g \Big|_{T=0 \text{ К}} - \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta} \quad (6.7)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — эмпирически подобранные коэффициенты, называемые *параметрами Варшни*. На рис. 6.4 показана зависимость  $E_g$  от температуры, построенная для разных полупроводников. Поскольку изменение ширины запрещенной зоны является основным фактором, определяющим температурное изменение напряжения на диоде, температурная зависимость прямого напряжения диода напрямую связана с температурной зависимостью  $E_g$ . В табл. 6.1 приведены параметры Варшни

<sup>1)</sup> См. русский перевод статьи Варшни [5].

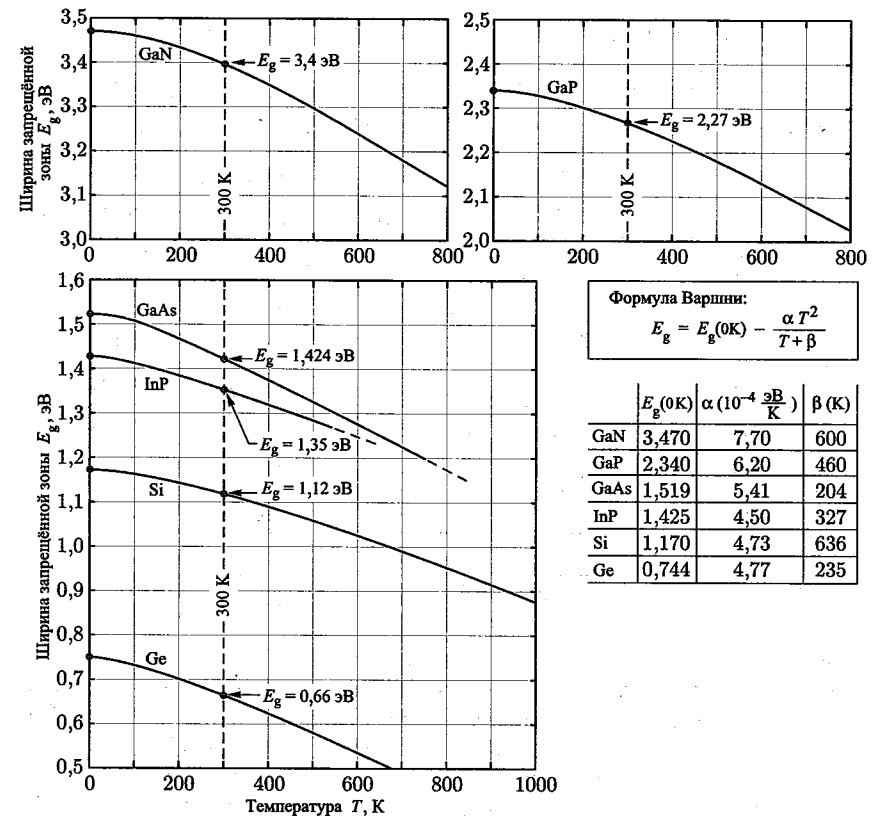


Рис. 6.4. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны для полупроводников GaAs, InP, Si, Ge. Представленные зависимости являются аппроксимациями экспериментальных данных по формуле Варшни с эмпирическими коэффициентами  $\alpha$  и  $\beta$  (Ioffe, 2004)

для некоторых полупроводников (Ioffe, 2004). Подставляя уравнения (6.6) и (6.7) в выражение (6.5), получаем

$$\frac{dV_f}{dT} = \underbrace{\frac{k}{e} \cdot \ln \left( \frac{N_D \cdot N_A}{N_c \cdot N_v} \right)}_{(1)} - \underbrace{\frac{\alpha T \cdot (T + 2\beta)}{e \cdot (T + \beta)^2}}_{\frac{1}{e} \cdot \frac{dE_g}{dT}} - \underbrace{\frac{3k}{e}}_{(2)} \quad (6.8)$$

где член (1) обусловлен температурной зависимостью ( $n_i$ ), член (2) — температурной зависимостью плотности состояний. Это уравнение очень полезно для определения коэффициентов зависимости прямого напряжения светодиода от температуры.

Приведенные в работах (Xi et al., 2004, 2005) расчетные значения для GaN светодиодов ( $dV_f/dT = -1,76$  мВ/К) хорошо согласуются

Таблица 6.1. Параметры Варши для некоторых полупроводников (Ioffe, 2004)

Полупроводник	$E_g$ при 0 К, эВ	$\alpha \cdot 10^{-4}$ эВ/К	$\beta$ , К	Пределы применимости
AlN	6,026	18,0	1462	$T \leq 300$ К
GaN	3,47	7,7	600	$T \leq 600$ К
GaP	2,34	6,2	460	$T \leq 1200$ К
GaAs	1,519	5,41	204	$T \leq 1000$ К
GaSb	0,813	3,78	94	$T \leq 300$ К
InN	1,994	2,45	624	$T \leq 300$ К
InP	1,425	4,50	327	$T \leq 800$ К
InAs	0,415	2,76	83	$T \leq 300$ К
InSb	0,24	6,0	500	$T \leq 300$ К
Si	1,170	4,73	636	$T \leq 1000$ К
Ge	0,744	4,77	235	$T \leq 700$ К

с экспериментальными данными ( $-2,3$  мВ/К). Расхождения между теоретическими и экспериментальными результатами можно объяснить температурным коэффициентом удельного сопротивления нейтральных областей, уменьшающимся с ростом температуры (Xi et al., 2005).

На рис. 6.5 показан сдвиг вольтамперной характеристики светодиода GaAsP/GaAs, вызванный изменением температуры (от комнатной до 77 К). Видно, что при охлаждении диода его пороговое напряжение, как и его последовательное сопротивление, растет. Очевидно, что при подаче на светодиод постоянного напряжения, например 1,9 В, при таком снижении температуры произойдет существенное изменение тока через диод.

**Упражнение.** Определение температурной зависимости прямого напряжения светодиода

Экспериментально определенные линейные температурные коэффициенты ( $dV_f/dT$ ) для GaAs светодиодов лежат в интервале 1,2–1,4 мВ/К. Требуется определить линейный температурный коэффициент прямого напряжения светодиода GaAs при комнатной температуре. Считается, что при этой температуре  $N_A = N_D = 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Каким будет падение напряжения на светодиоде при увеличении температуры с 20 °С до 40 °С? В расчетах внутренний нагрев светодиода можно не учитывать.

**Решение**

При комнатной температуре для GaAs-светодиода:  $\alpha = 5,41 \cdot 10^{-4}$  эВ/К,  $\beta = 204$  К. Тогда  $\frac{dV_f}{dT} = -1,09$  мВ/К. Отсюда находим, что при увеличении температуры на 20 °С напряжение на диоде уменьшится на  $\Delta V_f = 21,9$  мВ.

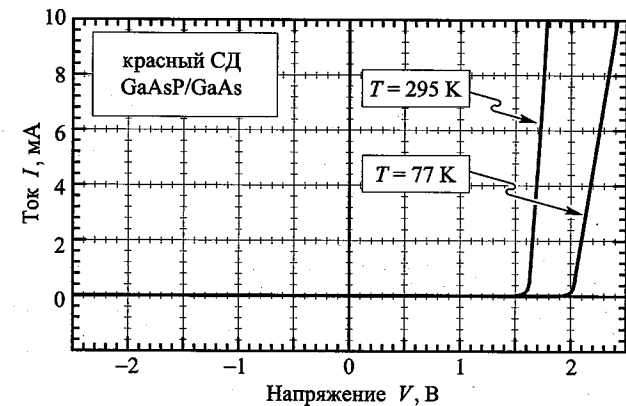


Рис. 6.5. Вольтамперные характеристики светодиода GaAsP/GaAs, излучающего свет в красной области видимого спектра, измеренные при 77 и 295 К. При 77 К пороговое напряжение равно 2,0 В, а при 295 К — 1,6 В

#### 6.4. Измерение температуры перехода по прямому напряжению

Эта процедура также состоит из двух этапов: калибровочного измерения прямого напряжения на диоде  $V_f$  в импульсном режиме и измерения этого напряжения в режиме постоянного тока. Рис. 6.6 иллюстрирует алгоритм данного метода. На этапе калибровочных измерений исследуемый светодиод помещается в термостат с регулятором, поэтому температуры диода и перехода всегда известны. Температура в термостате изменяется в заданном диапазоне значений, обычно 20–120 °С. В ходе калибровочных измерений на диод подается импульсный ток с высокой скважностью ( $\sim 1000$ ), что необходимо для исключения внутреннего разогрева светодиода из-за инжекционного тока. Прямое напряжение измеряется в заданном температурном интервале для разных значений тока. Из калибровочных измерений определяется зависимость между прямым напряжением и температурой p-n-перехода в заданном интервале токов  $I_f$ <sup>1)</sup>.

Этап измерений проводится при комнатной температуре в режиме постоянного тока, изменяющегося в заданном интервале значений. Прямое напряжение измеряется в моменты стабилизации температуры. На основе полученных и калиброванных данных находят значения температуры p-n-перехода для разных значений тока. На рис. 6.7 представлены результаты двух этапов измерений для УФ-светодиода AlGaIn (Xi et al., 2005).

<sup>1)</sup> См. также работу [6].

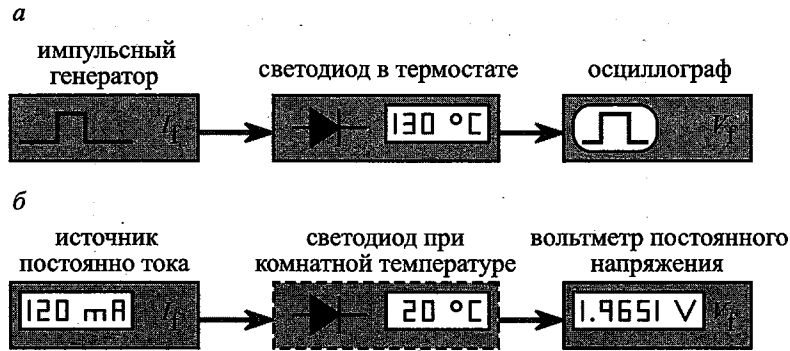


Рис. 6.6. Этапы калировки в импульсном режиме, в ходе которого определяется зависимость прямого напряжения на диоде  $V_f$  от температуры p-n-перехода  $T_j$  (а) и измерений, в ходе которых определяются температуры p-n-перехода для разных значений постоянного тока (б)

На рис. 6.8 показаны температуры p-n-переходов для нескольких типов светодиодов: красного свечения AlInGaP ( $\lambda = 625$  нм), зеленого свечения InGaN ( $\lambda = 525$  нм), голубого свечения InGaN ( $\lambda = 460$  нм) и УФ-свечения InGaN ( $\lambda = 370$  нм). Все светодиоды имеют одинаковые корпуса 5 мм (Chhajed et al., 2005). Погрешность метода определения температуры p-n-перехода по прямому напряжению составляет несколько градусов. Этот метод точнее, чем измерение температуры p-n-перехода по длине волны максимума в спектре излучения, поскольку последнему методу свойственна некоторая неопределенность при определении длины волны в максимуме, положение которого трудно найти корректно для уширенных спектральных линий. На рис. 6.8 также приведены температуры носителей, полученные по наклонам спектральных характеристик в области высоких энергий. На точность определения температур носителей также влияет уширение спектров многокомпонентных твердых растворов, которое несколько уменьшает наклон характеристик и приводит к завышению получаемых значений температуры<sup>1)</sup>.

### 6.5. Схемы питания и управления светодиодами

При разработке схем питания и управления светодиодами, работающими в стационарных условиях, требуется учитывать такие факторы, как сложность и стоимость управляющей схемы, ее к.п.д, а также возможность компенсации температурной зависимости интенсивности излучения светодиодов.

<sup>1)</sup> См. также работу [4].

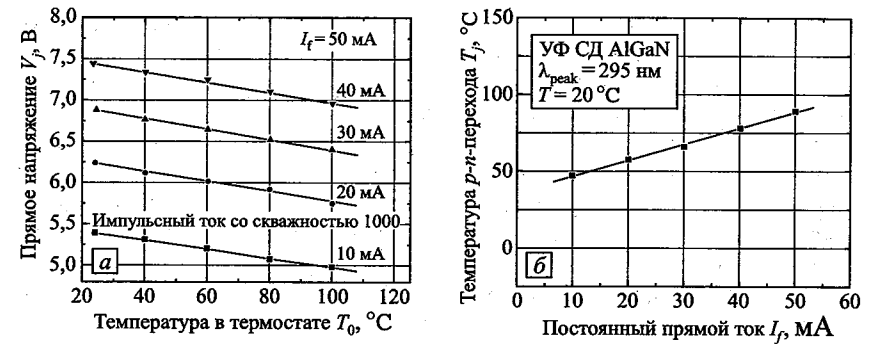


Рис. 6.7. Зависимость прямого напряжения от температуры в термостате, полученная для светодиода УФ-диапазона AlGaIn в импульсном режиме со скважностью 1000 (а) и зависимость температуры p-n-перехода от постоянного тока для того же диода (б) (Xi et al., 2005)

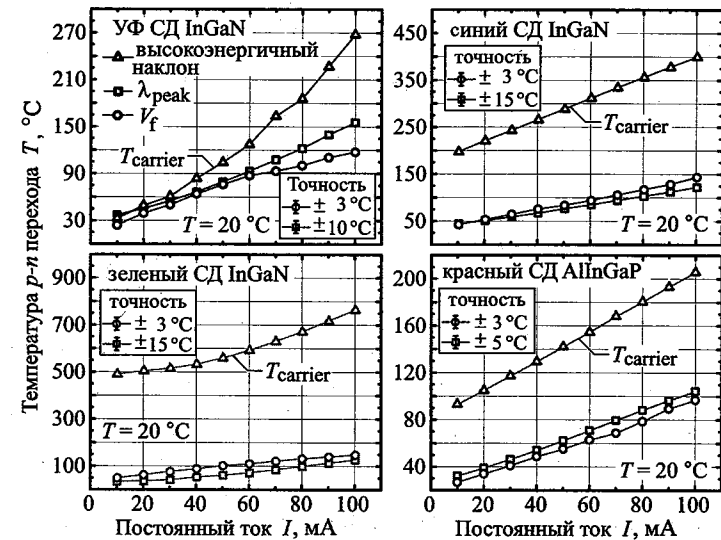


Рис. 6.8. Зависимость температуры p-n-перехода и температуры носителей в светодиодах от постоянного тока. Измеренные температуры носителей несколько завышены относительно реальных значений, что связано с уширением спектров многокомпонентных твердых растворов вследствие флуктуации состава

Самой простой схемой управления светодиодами является *источник постоянного напряжения*: батарея или трансформатор с выпрямителем на выходе. Все схемы питания светодиодов постоянным напряжением обладают двумя недостатками. *Во-первых*, зависимость тока, протекающего через диод, от напряжения носит экспоненциальный

характер. Поэтому незначительные изменения управляющего напряжения приводят к серьезным изменениям тока. Во-вторых, пороговое напряжение диода зависит от температуры. Поэтому любые изменения температуры вызывают сильные изменения тока.

На рис. 6.9 показаны вольтамперные характеристики светодиодов, работающих от источника постоянного напряжения. Видно, что последовательное включение диода с резистором снижает температурную чувствительность тока, протекающего через диод. При таком способе включения светодиода температурный коэффициент протекающего через него тока, определяется величиной последовательного сопротивления и температурными характеристиками самого диода.

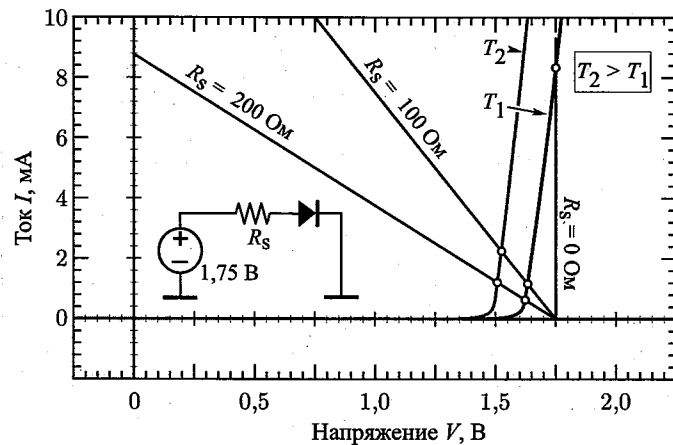


Рис. 6.9. Схема питания светодиодов с последовательным сопротивлением  $R_s$ . Рабочими считаются точки пересечения нагрузочных линий с вольтамперными характеристиками. Наличие в схеме небольших сопротивлений  $R_s$  приводит к росту тока через диод при повышении температуры, что позволяет компенсировать снижение интенсивности излучения

Интенсивность излучения светодиодов из-за безызлучательной рекомбинации с ростом температуры снижается. При увеличении температуры снижается и величина порогового напряжения. Для уменьшения температурной зависимости интенсивности излучения светодиодов применяют источники постоянного напряжения с последовательно включенными резисторами. Как видно из рис. 6.9, в таких схемах при увеличении температуры ток, протекающий через диод, растет, т. е. происходит компенсация снижения интенсивности излучения, вызванного ростом температуры. Но здесь следует отметить, что при использовании последовательного сопротивления уменьшается эффективность преобразования электрической энергии в световую, поскольку часть электрической мощности теряется на резисторе.

Температурная зависимость интенсивности излучения светодиодов особенно сказывается в тех случаях, когда светодиоды эксплуатируются вне помещений. Например, в жаркие летние дни температура и освещение довольно высоки, а в условиях повышенной внешней освещенности светодиоды должны светиться ярче. Однако интенсивность излучения светодиодов с ростом температуры, наоборот, снижается. Для компенсации снижения интенсивности излучения, а также для ее некоторого увеличения при повышении температуры необходимо увеличивать управляющий ток.

Схема управления светодиодом по постоянному току может состоять из транзисторного каскада, нагрузкой для которого является сам диод. Такая схема позволяет регулировать интенсивность излучения светодиода, не меняя его порогового напряжения и температуры. Однако в схеме не происходит компенсации снижения интенсивности излучения светодиода с ростом температуры.

**Упражнение.** Компенсация температурной зависимости интенсивности излучения светодиодов при помощи управляющей схемы

Рассмотрим светодиод, у которого характеристическая температура  $T_1 = 100$  К, пороговое напряжение при температуре  $20$  °C равно  $1,4$  В, температурный коэффициент порогового напряжения составляет  $-2,1$  мВ/К, а дифференциальное сопротивление, определенное на линейном участке вольтамперной характеристики при прямых напряжениях больше порогового напряжения, равно  $5$  Ом. Будем считать, что температурная зависимость интенсивности излучения светодиода задается выражением

$$I = I \Big|_{300 \text{ K}} \cdot \exp \left[ -(T - 300 \text{ K}) / T_1 \right].$$

Требуется разработать схему управления, состоящую из источника постоянного напряжения и резистора, компенсирующую температурную чувствительность интенсивности излучения светодиода так, чтобы интенсивность излучения была одинаковой и в точке заморзания воды ( $0$  °C) и при  $60$  °C. При температуре заморзания воды ток через диод должен быть  $20$  мА.

**Решение**

Для поддержания независимости интенсивности излучения от температуры ток через диод при температуре  $60$  °C должен быть  $36,4$  мА. На графиках вольтамперных характеристик светодиода найдем соответствующие значения температуры  $0$  °C и  $60$  °C, проведем нагрузочную линию через точки  $0$  °C,  $20$  мА и  $60$  °C,  $36,4$  мА и определим следующие параметры схемы управления: источник постоянного напряжения должен выдавать напряжение  $V = 1,6$  В, а последовательное сопротивление должно быть  $2,7$  Ом.

### Библиографический список

- Abdelkader H. I., Hausien H. H., and Martin J. D. "Temperature rise and thermal rise-time measurements of a semiconductor laser diode" *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 2004 (1992).

- Chhajed S., Xi Y., Li Y.-L., Gessmann Th., and Schubert E.F. "Influence of junction temperature on chromaticity and color rendering properties of trichromatic white light sources based on light emitting diodes" *J. Appl. Phys.* **97**, 054506 (2005).
- Epperlein P.W. "Reflectance modulation: a novel approach to laser mirror characterization" in *Proceedings of 17th International Symposium of Gallium Arsenide and Related Compounds*, IOP Conference Series, IOP, London, **112**, 633 (1990).
- Epperlein P.W. and Bona G.L. "Influence of the vertical structure on the mirror facet temperatures of visible GaInP quantum well lasers" *Appl. Phys. Lett.* **62**, 3074 (1993).
- Gessmann Th., Schubert E.F., Graff J.W., Streubel K., and Karnutsch C. "Omnidirectionally reflective contacts for light-emitting diodes" *IEEE Electr. Dev. Lett.* **24**, 683 (2003).
- Gu Y. and Narendran N. "A non-contact method for determining junction temperature of phosphor-converted white LEDs" *Third International Conference on Solid State Lighting, Proceedings of SPIE*, San Diego, Calif., 2003 (to be published) see also J. Taylor "Non-intrusive techniques help to predict the lifetime of LED lighting systems" *Compound Semiconductors* October (2003).
- Ioffe Physico-Technical Institute (Saint Petersburg, Russia) "Physical properties of semiconductors" [www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond](http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond) (2004).
- Hall D.C., Goldberg L., and Mehuys D. "Technique for lateral temperature profiling in optoelectronic devices using a photoluminescence microprobe" *Appl. Phys. Lett.* **61**, 384 (1992).
- Millman J. and Halkias C. *Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems* (McGraw-Hill, New York, 1972).
- Murata S. and Nakada H. "Adding a heat bypass improves the thermal characteristics of a 50  $\mu\text{m}$  spaced 8-beam laser diode array" *J. Appl. Phys.* **72**, 2514 (1992).
- Rommel J.M., Gavrilovic P. and Dabkowski F.P. "Photoluminescence measurement of the facet temperature of 1 W gain-guided AlGaAs/GaAs laser diodes" *J. Appl. Phys.* **80**, 6547 (1996).
- Schubert E.F., Göbel E.O., Horikoshi Y., Ploog K., and Queisser H.J. "Alloy broadening in photoluminescence spectra of AlGaAs" *Phys. Rev.* **B30**, 813 (1984).
- Todoroki S., Sawai M., and Aiki K. "Temperature distribution along the striped active region in high-power GaAlAs visible lasers" *J. Appl. Phys.* **58**, 1124 (1985).
- Varshni Y. P. "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors" *Physica* **34**, 149 (1967).
- Xi Y. and Schubert E.F. "Junction-temperature measurement in GaN ultraviolet light-emitting diodes using diode forward-voltage method" *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2163 (2004).
- Xi Y., Xi J.-Q., Gessmann T., Shah J.M., Kim J.K., Schubert E.F., Fischer A. J., Crawford M. H., Bogart K. H. A., and Allerman A. A. "Junction

temperature measurements in deep-UV light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **86**, 031907 (2005).

#### Дополнение редактора

1. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами / В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин // ФТП. 1999. Т. 33, № 4. С. 445–450.
2. Спектры и квантовый излучения светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами — зависимость от тока и напряжения / В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин // ФТП. 2001. Т. 35, № 7. С. 861–868.
3. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами / С.С. Мамакин, А.Э. Юнович, А.Б. Ваттана, Ф.И. Маняхин // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 9. С. 1131–1137.
4. Спектры излучения светодиодов на основе гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN: анализ на основе модели двумерной комбинированной плотности состояний с учетом флуктуаций потенциала / М.Л. Бадгутдинов, А.Э. Юнович // ФТП. 2008. Т. 42, № 4. С. 438–446.
5. Варшни И.П. Собственная излучательная рекомбинация в полупроводниках // Излучательная рекомбинация в полупроводниках. — М.: Наука, 1972. — С. 9–124.
6. Тепловые свойства мощных AlInGaN и AlGaInP дискретных светодиодов и матриц / В.С. Абрамов, В.П. Сушков, А.Н. Туркин, А.В. Шишов, Н.В. Щербаков // III Всероссийская Конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы»: краткие тезисы докладов. Тез. 11.6.

## Глава 7

СВЕТОДИОДЫ С ВЫСОКИМ ВНУТРЕННИМ  
КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для получения высоких значений внутреннего квантового выхода излучения надо либо повышать вероятность излучательной рекомбинации, либо снижать вероятность безызлучательной рекомбинации. Далее будут рассмотрены оба подхода к этой проблеме.

## 7.1. Двойные гетероструктуры

Из выражения для времени жизни носителей, выведенного из уравнения скорости бимолекулярной рекомбинации, следует, что как при низком, так и при высоком уровне возбуждения скорость излучательной рекомбинации увеличивается с ростом концентрации свободных носителей. Поэтому для повышения внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации в активной области требуется поддерживать высокую концентрацию носителей. Это позволяют сделать двойные гетероструктуры (ДГС, ДН).

Двойная гетероструктура состоит из активного среднего слоя — области рекомбинации, ограниченной двумя барьерными слоями (эмиттерами). На рис. 7.1 показана схема двойной гетероструктуры. Ширина запрещенной зоны барьерных слоев всегда значительно больше ширины запрещенной зоны активного слоя;  $\Delta E_g$  — разность ширины запрещенной зоны активного и барьерного слоев, определяемая разрывами зон проводимости и валентной:

$$E_{g, \text{emitter}} - E_{g, \text{base}} = \Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v. \quad (7.1)$$

Для предотвращения растекания носителей из активной области в наружные слои  $\Delta E_v$  и  $\Delta E_c$  должны быть намного больше величины  $kT$ .

На рис. 7.2 схематично показано влияние двойной гетероструктуры на концентрацию носителей. В случае подачи прямого напряжения на однородный  $p$ - $n$ -переход носители диффундируют в соседние слои. На рис. 7.2, а представлены диффузионные длины электронов и дырок, на протяжении которых рекомбинируют неосновные носители. Диффузионные длины носителей в полупроводниках типа  $A^{III}B^V$  достигают 10 мкм и могут быть даже больше.

Растекания носителей в широкой области и, соответственно, их низкой концентрации (особенно на расстоянии диффузионной длины)

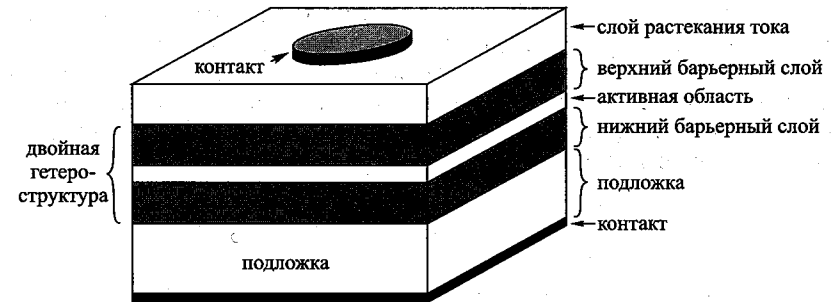


Рис. 7.1. Схема двойной гетероструктуры с объемной активной областью или активной областью в виде квантовой ямы и двух ограничивающих барьерных слоев

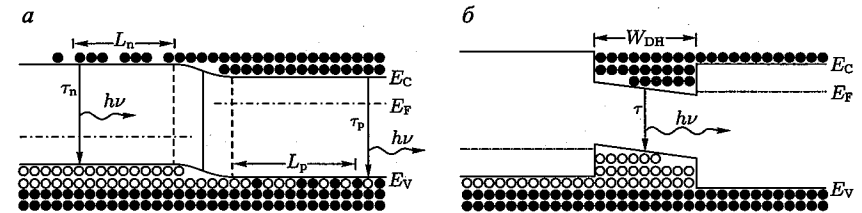


Рис. 7.2. Распределение свободных носителей в однородном переходе (а) и гетеропереходе (б) в условиях прямого смещения. В однородном переходе носители рекомбинируют на расстоянии диффузионной длины от  $p$ - $n$ -перехода. В гетеропереходе носители рекомбинируют в области квантовой ямы

можно избежать, применив двойную гетероструктуру. На рис. 7.2, б показаны носители, скопившиеся в активной области гетероструктуры. Они не смогут покинуть квантовую яму до тех пор, пока высота потенциального барьера будет значительно больше  $kT$ . В настоящее время практически все мощные эффективные светодиоды выполняются на основе двойных гетероструктур.

Двойные гетероструктуры создаются на основе трехмерной активной области или активной области в виде квантовых ям. Последняя обеспечивает увеличение концентрации носителей в тонком слое, что приводит к росту внутреннего квантового выхода излучения. С другой стороны, в таких структурах потенциальные барьеры между квантовыми ямами создают сопротивление потоку носителей от ямы к яме. Поэтому в активной области в виде множественных квантовых ям барьеры должны быть достаточно прозрачными для носителей (низкими и/или тонкими), допускающими их свободное (туннельное) перемещение между ямами, что необходимо для обеспечения равномерного распределения носителей в пределах активной области.

Толщина активной области в светодиодах на основе двойных гетероструктур оказывает сильное влияние на величину внутреннего кван-



тогового выхода излучения. Толщина трехмерной активной области, как правило, равна нескольким десятым микрометров, а активной области в виде квантовых ям — несколько меньше. На рис. 7.3 показана зависимость квантового выхода излучения светодиода от толщины активной области (Sugawara et al., 1992). Видно, что оптимальная толщина светодиода AlInGaP лежит в интервале 0,15–0,75 мкм.

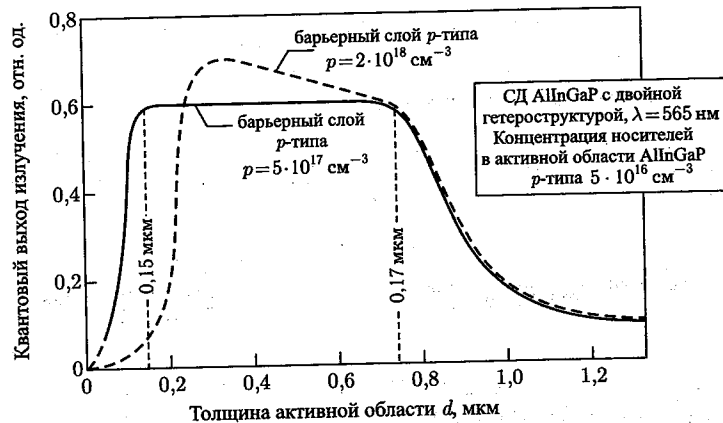


Рис. 7.3. Зависимость квантового выхода излучения с длиной волны 565 нм светодиода AlInGaP с двойной гетероструктурой от толщины активной области. Видно, что оптимальное значение толщины активной области лежит в интервале 0,15–0,75 мкм (Sugawara et al., 1992).

Если толщина активной области в двойной гетероструктуре становится слишком большой, например больше диффузионной длины носителей, преимущества двойной гетероструктуры теряются и носители распределяются так же, как в гомогенных переходах. Однако, если активная область становится слишком тонкой, при высоких уровнях инжекционного тока может произойти насыщение носителями.

## 7.2. Легирование активной области

Легирование активного и барьерных слоев двойных гетероструктур примесями соответствующих типов заметно отражается на эффективности светодиодов. Влияние легирования на величину внутреннего квантового выхода однозначно характеризовать невозможно. Сначала рассмотрим случай легирования активной области.

Активная область светодиодов с двойной гетероструктурой не должна быть сильно легированной, поскольку в этом случае примеси *p*- или *n*-типа сформируют *p-n*-переход на краю квантовой ямы на границе раздела активной области — барьерный слой, способствующий протеканию носителей из активной области в один из внешних слоев.

Диффузия носителей в соседние с активной областью слои приведет к снижению квантового выхода. Поэтому активную область светодиодов с двойными гетероструктурами на основе арсенидов и фосфидов III группы сильно не легируют.

Обычно активную область двойных гетероструктур либо совсем не легируют, либо уровень ее легирования не превышает концентрации примесей в барьерных слоях. Типичные значения концентрации легирующих примесей в активной области светодиодов *p*- или *n*-типа, как правило, лежат в диапазоне  $10^{16}$ – $10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Поскольку диффузионная длина электронов, когда они являются неосновными носителями, значительно больше, чем у дырок в аналогичном случае, активная область легируется примесями *p*-типа гораздо чаще, чем примесями *n*-типа. (Следует отметить, что в полупроводниках типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> электроны обычно обладают большей подвижностью, чем дырки.) Поэтому при легировании активной области светодиода примесями *p*-типа удается получить более равномерное распределение носителей вдоль нее.

На рис. 7.4 (Sugawara et al., 1992) на примере светодиода из AlInGaP с двойной гетероструктурой показана зависимость квантового выхода излучения светодиодов от концентрации легирующих примесей в активной области. Видно, что высокий квантовый выход достигается при концентрациях легирующих примесей меньше  $1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для активной области *n*-типа и меньше  $1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> для активной области *p*-типа.

Из рис. 7.4 также видно, что предпочтительнее проводить слабое легирование активной области примесями *p*-типа, чем примесями *n*-типа. Именно поэтому активную область светодиодов и лазеров чаще всего легируют акцепторными примесями. К тому же, если активная область светодиода легирована примесями *n*-типа, электроны, обладающие большей по сравнению с дырками диффузионной длиной, активнее диффундируют в барьерный слой *p*-типа.

Легирование активной области светодиода может иметь как преимущества, так и недостатки. Время жизни носителей зависит от концентрации основных носителей. В режиме слабого возбуждения (подача низкого прямого напряжения) при увеличении концентраций свободных носителей (сопровождающем рост концентрации легирующих примесей) время жизни носителей сокращается. Это приводит к повышению вероятности излучательной рекомбинации. Примером материала, квантовый выход излучения которого увеличивается с ростом концентрации примесей, является GaAs, легированный бериллием. Однако хорошо известно, что квантовый выход излучения GaAs, содержащего бериллий, растет только при умеренных уровнях легирования.

С другой стороны, легирующие примеси, особенно в случае высоких концентраций, могут вносить в структуру дефекты, которые будут играть роль центров рекомбинации. Высокие концентрации ле-

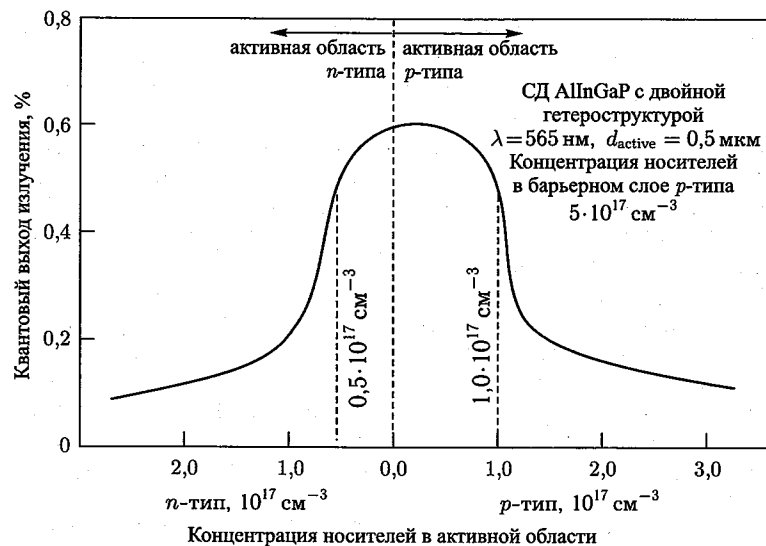


Рис. 7.4. Зависимость квантового выхода излучения светодиодов AlInGaP с двойной гетероструктурой, с длиной волны излучения 565 нм, от уровня легирования активной области (Sugawara et al, 1992).

гирующих примесей ведут к увеличению концентрации собственных дефектов, что вызвано взаимной зависимостью концентраций собственных и несобственных дефектов и положения уровня Ферми (Longini, Greene, 1956; Baraff, Schluter, 1985; Walukiewicz, 1988, 1989, 1994; Neugebauer, Van de Walle, 1999).

Процесс эпитаксиального роста также непосредственно связан с концентрацией легирующих примесей, поскольку они могут действовать как поверхностно-активные вещества (ПАВ). Например, ПАВ часто повышают поверхностный коэффициент диффузии, тем самым улучшая качество кристаллов. Существуют и другие способы воздействия ПАВ на технологический процесс эпитаксиального выращивания. Хотя эти свойства ПАВ еще недостаточно изучены, улучшение качества кристаллов в присутствии ПАВ наблюдалось во множестве случаев, например при легировании InGaN атомами кремния в процессе его выращивания (Nakamura et al., 1996, 1998). Концентрация кремния в барьерных слоях в структурах с множественными квантовыми ямами на основе нитридов III группы может достигать довольно больших значений, например  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Наблюдаемое повышение квантового выхода светодиодов может быть связано с экранированием внутренних поляризационных полей, снижающих разность потенциалов внутри активной области.

### 7.3. Положение $p$ - $n$ -перехода

В светодиодах на основе двойной гетероструктуры бывает трудно сформировать  $p$ - $n$ -переход в барьерном слое. Обычно нижний барьерный слой является областью  $n$ -типа, а верхний — областью  $p$ -типа. Активный слой при этом либо совсем не легирован, либо слабо легирован примесями  $n$ - или  $p$ -типа. Однако при перераспределении примесей  $p$ - $n$ -переход может быть сформирован в одном из ограничивающих барьерных слоев. Диффузия примесей в процессе формирования кристалла объясняется высокой технологической температурой, длительностью процесса выращивания и большим коэффициентом диффузии примесей. Перераспределение примесей происходит за счет их диффузии, сегрегации и дрейфа.

Как правило, акцепторы из верхнего барьерного слоя диффундируют в активную область, а также в нижний барьерный слой. Такие примеси, как цинк и бериллий, имеют атомы малого радиуса, которые легко перемещаются внутри кристаллической решетки. К тому же коэффициенты диффузии атомов цинка и бериллия сильно зависят от концентрации примесей. Скорость диффузии цинка и бериллия резко возрастает при достижении определенной критической концентрации, в результате чего нарушается работа светодиода.

На рис. 7.5 показан пример распределения концентрации цинка в двойной гетероструктуре GaInAsP/InP, полученного методом масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMS). На рис. 7.5, а показан случай умеренной концентрации примесей в верхнем барьерном слое ( $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Из приведенного профиля концентраций видно, что цинк в основном сосредоточен в верхнем барьерном слое, хотя некоторые его атомы все же проникли в активную область. На рис. 7.5, б представлена более высокая концентрация примеси в верхнем барьерном слое ( $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Из распределения концентраций следует, что цинк довольно глубоко проник в активную область. Теперь  $p$ - $n$ -переход переместился на край этой области, что значительно снизило квантовый выход излучения.

На рис. 7.6 показана модель, объясняющая изменение положения  $p$ - $n$ -перехода в двойной гетероструктуре GaInAsP/InP (Schubert et al., 1995). Видно, что при критической концентрации  $N_{\text{critical}}$  резко возрастает коэффициент диффузии цинка. Если в процессе выращивания кристалла концентрация цинка становится выше этого критического значения, цинк перераспределяется по структуре так, что его концентрация снова снижается до уровня ниже значения  $N_{\text{critical}}$ . Это значит, что в двойной гетероструктуре  $p$ - $n$ -переход может перемещаться как вглубь, так и на край и даже за пределы активной области. Примечательно то, что смещение  $p$ - $n$ -перехода происходит даже при достаточно низкой концентрации цинка в барьерном слое вблизи границы с активной областью.

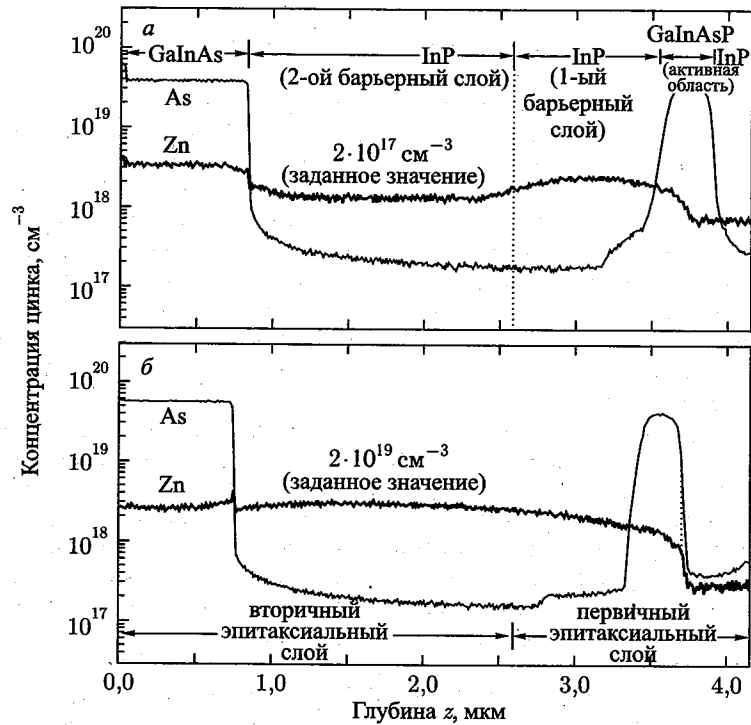


Рис. 7.5. Распределение концентрации Zn в двойной гетероструктуре GaInAsP/InP, полученное методом масс-спектропии вторичных ионов (SIMS). В исследуемой системе Zn является примесью  $p$ -типа. На рис. 7.5,  $a$  нет смещения  $p$ - $n$ -перехода. На рис. 7.5,  $b$  показано, что высокая концентрация Zn в верхнем барьерном слое приводит к изменению положения  $p$ - $n$ -перехода (Schubert et al., 1995)

#### 7.4. Легирование барьерных слоев

Легирование барьерных слоев сильно влияет на квантовый выход излучения светодиодов с двойными гетероструктурами. Удельное сопротивление этих слоев определяется концентрацией в них примесей. Для предотвращения нагрева барьерных слоев их удельное сопротивление должно быть низким.

Другим влияющим фактором является концентрация остаточных примесей в активной области. Даже если активная область не легирована, в ней всегда имеются остаточные примеси. Обычно концентрация легирующих примесей в активной области составляет  $10^{15}$ – $10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ . Их концентрация в барьерных слоях всегда должна превышать концентрацию примесей в активной области.

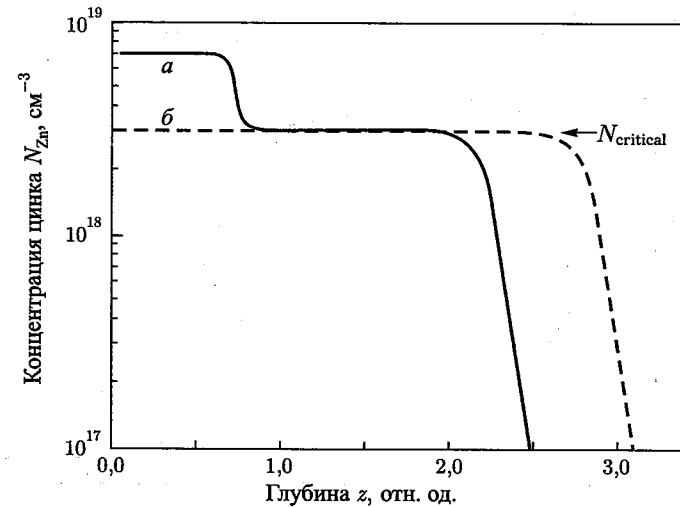


Рис. 7.6. Изменение положения  $p$ - $n$ -перехода в результате сильного легирования барьерной области ( $a$  — начальный профиль;  $b$  — равновесный профиль). Если коэффициент диффузии акцепторной примеси сильно зависит от ее концентрации и резко возрастает при превышении концентрации некоторого критического уровня, происходит смещение положения перехода в активную область (Schubert, 1995)

В работе Сугавары (Sugawara, 1992) приведен анализ влияния концентрации легирующих примесей в барьерных слоях на внутренний квантовый выход светодиодов. На рис. 7.7 и рис. 7.8 представлены результаты этого анализа. Видно, что для барьерных слоев существует оптимальный диапазон концентраций легирующих примесей. Для слоев  $n$ -типа это диапазон  $10^{16}$ – $2 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ , а для  $p$ -типа  $5 \times 10^{17}$ – $2 \cdot 10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ , т.е. значительно больше, чем для слоев  $n$ -типа. Причина таких различий снова заключается в большой разнице между диффузионными длинами электронов и дырок. Высокая концентрация примесей  $p$ -типа в барьерном слое удерживает электроны в активной области и предотвращает их диффузию в соседние слои.

Утечка носителей из активной области лазеров на основе двойных гетероструктур в барьерный слой  $p$ -типа рассмотрена Казариновым и Пинто (Kazarginov, Pinto, 1994). Показано, что утечка электронов из активной области намного превышает утечку дырок. Причина этого в том, что коэффициент диффузии электронов обычно намного выше коэффициента диффузии дырок.

На рис. 7.9 приведена зонная диаграмма двойной гетероструктуры при прямом смещении. Видно, что на границах раздела барьерный слой — активная область возникают две обедненные области, создающие для носителей потенциальный барьер. Для уменьшения этого

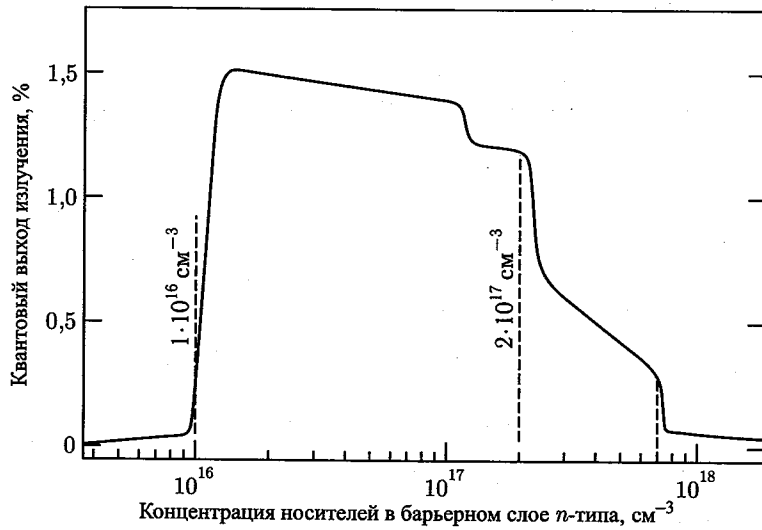


Рис. 7.7. Зависимость квантового выхода излучения светодиодов на основе двойных гетероструктур AlInGaP с длиной волны излучения 565 нм от концентрации легирующих примесей в барьерных слоях *n*-типа (Sugawara et al., 1992)

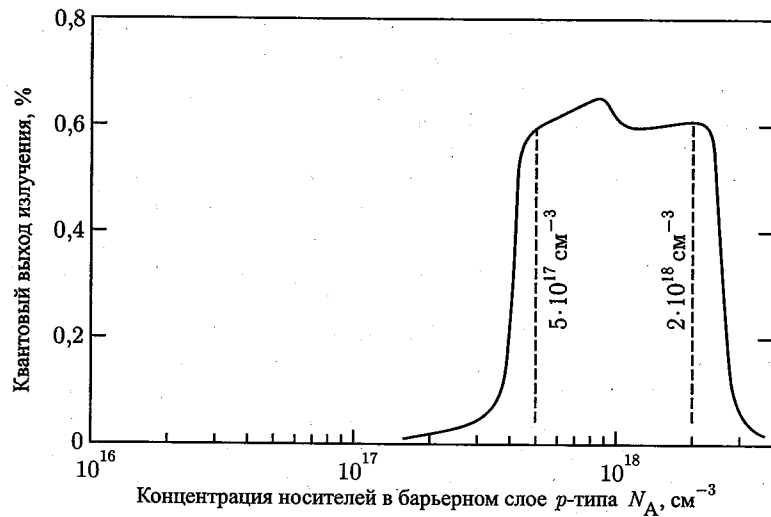


Рис. 7.8. Зависимость квантового выхода излучения светодиодов на основе двойных гетероструктур AlInGaP 565 нм, от концентрации легирующих примесей в барьерных слоях *p*-типа (Sugawara et al., 1992)

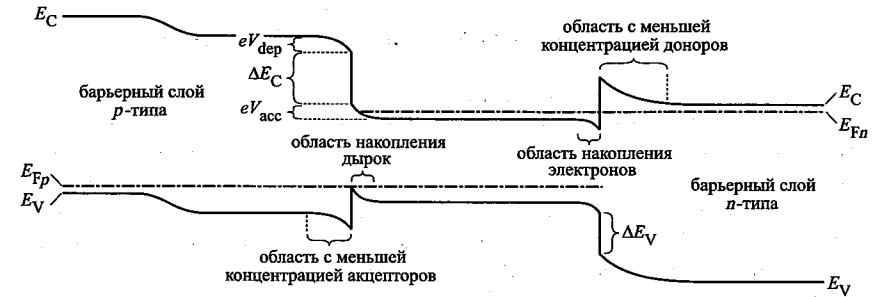


Рис. 7.9. Зонная диаграмма двойной гетероструктуры при прямом смещении. Барьерный слой *p*-типа состоит из слаболегированной области, расположенной вблизи активной области, и более легированного слоя, находящегося за ней (Kazarinov, Pinto, 1994)

барьера используется градиентное изменение химического состава соединения вблизи границ между слоями.

На рис. 7.10 представлена температурная зависимость внутреннего квантового выхода излучения лазера на основе двойной гетероструктуры от концентрации легирующих примесей в барьерном слое и температуры (Kazarinov, Pinto, 1994). Нетрудно видеть, что эта концентрация сильно влияет на квантовый выход излучения лазера. Низкая концентрация примесей в слое *p*-типа способствует утечке электронов из активной области, что приводит к снижению внутреннего квантового выхода.

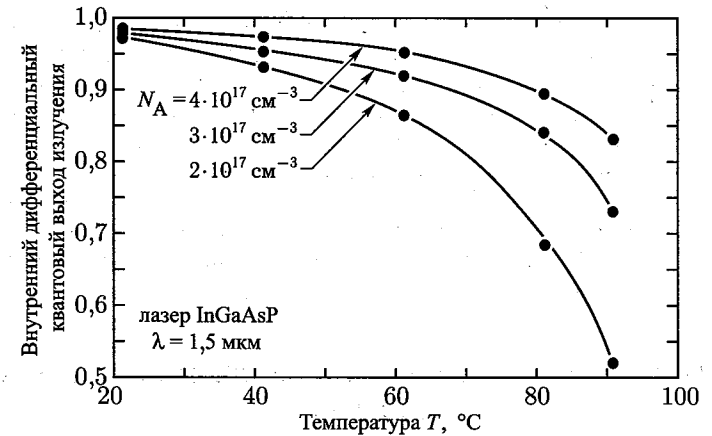


Рис. 7.10. Зависимость внутреннего дифференциального квантового выхода излучения, определяемого количеством испущенных фотонов на один инжектированный электрон, от температуры и концентрации примесей *p*-типа в барьерном слое (Kazarinov, Pinto, 1994)

### 7.5. Безызлучательная рекомбинация

Очень важно, чтобы для формирования активной области использовались высококачественные материалы, в которых мало точечных дефектов, нежелательных примесей, дислокаций и прочих дефектов, способных привести к созданию *глубоких примесных уровней*.

*Поверхностную рекомбинацию* следует удерживать на минимально возможном уровне. Для этого все свободные поверхности должны быть удалены от областей накопления электронов и дырок, т. е. от активной области, на расстояние нескольких диффузионных длин.

*Мезоструктурные* светодиоды и лазеры, в которых вытравленные мезоструктуры открывают доступ воздуха к активным областям, из-за поверхностной рекомбинации обычно обладают низким внутренним квантовым выходом излучения. К тому же поверхностная рекомбинация снижает срок службы светодиодов, поскольку ведет к нагреву поверхности полупроводника, что может вызывать появление структурных дефектов, например темных полос, которые значительно снижают квантовый выход излучения светодиодов.

На рис. 7.11 представлены временные зависимости интенсивности излучения двух мезоструктурных и двух планарных светодиодов.

Из них следует, что

- 1) в начальный момент времени  $t = 0$  интенсивность излучения мезоструктурных светодиодов несколько ниже, чем у планарных светодиодов;

- 2) срок службы мезоструктурных светодиодов намного ниже, чем у планарных.

В планарных устройствах рекомбинация электронно-дырочных пар происходит в области, расположенной под верхним металлическим контактом вдали от боковых поверхностей светодиодов. Поэтому в таких светодиодах не наблюдается снижения интенсивности излучения, связанного с поверхностной рекомбинацией.

Следует отметить, что в присутствии носителей одного типа, например вблизи верхнего контакта, наличие поверхностей *не* снижает квантовый выход излучения. Поверхности, расположенные в таких монополярных областях, не оказывают отрицательного влияния на процессы рекомбинации.

### 7.6. Согласование параметров кристаллических решеток

В двойных гетероструктурах для создания активных и барьерных слоев используют разные материалы, которые, однако, должны иметь одинаковые кристаллические структуры и постоянные решеток. Невыполнение этих условий ведет к возникновению на границе двух по-

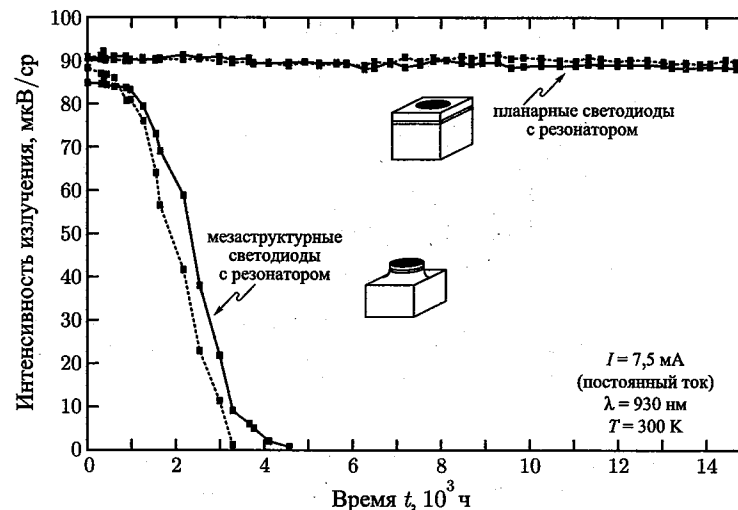


Рис. 7.11. Временные зависимости интенсивности излучения двух мезоструктурных и двух планарных светодиодов (Schubert, Hunt, 1998)

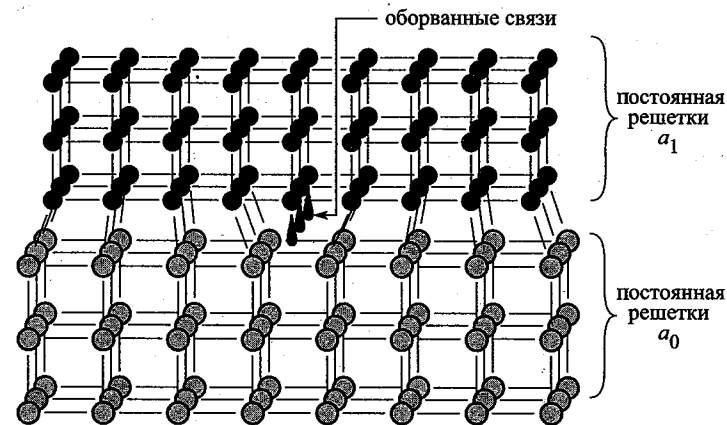


Рис. 7.12. Дислокации вблизи границы двух полупроводников, обладающих разными значениями постоянной решетки

лупроводников или вблизи нее специфических дефектов. На рис. 7.12 показаны дефекты, которые называются *оборванными связями*.

Из рис. 7.12 видно, что на границе двух материалов с разными значениями постоянной кристаллической решетки могут сформироваться ряды оборванных связей. Такие *дислокации несоответствия* имеют вид линейно вытянутых дефектов, которые можно увидеть в растровом электронном микроскопе в режиме локальной катодолуминесценции. На катодолуминесцентном изображении структуры с нарушением со-

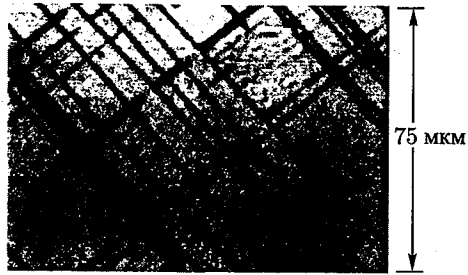


Рис. 7.13. Изображение слоя  $\text{In}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}$  толщиной 0,35 мкм, выращенного на подложке GaAs, 75 мкм, в растровом электронном микроскопе в режиме локальной катодолуминесценции. Темные перекрестные линии соответствуют дислокациям несоответствия (Fitzgerald, 1989)

ответствия параметров кристаллических решеток выглядят как перекрестные штриховые полосы (рис. 7.13). Темные полосы соответствуют линиям дислокаций, на которых происходят акты безызлучательной рекомбинации пар носителей.

Дислокации несоответствия могут возникать не на самой границе раздела двух материалов с разными значениями постоянной решетки, а на некотором удалении от нее. Это объясняется тем, что в начале процесса роста кристалла на полупроводнике с параметрами решетки, отличными от его собственных параметров, этот кристалл, обладая достаточной упругостью, растягивается так, что горизонтальная постоянная его решетки становится равной постоянной решетки нижележащего кристалла-подложки. Именно такая ситуация показана на

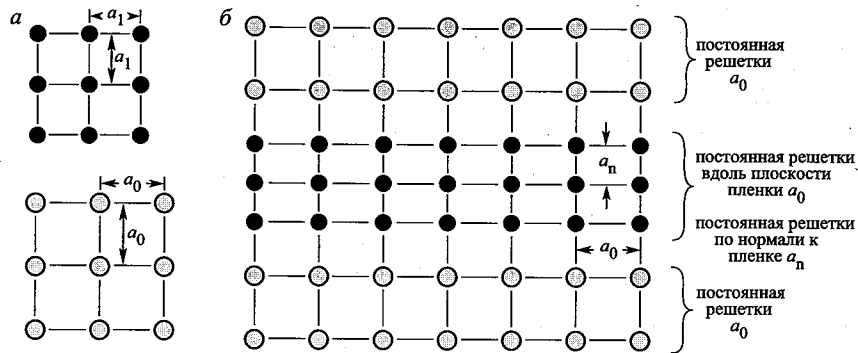


Рис. 7.14. Кубические симметричные кристаллы с равновесными постоянными решеток  $a_0$  и  $a_j$  (а). Тонкий равномерно растянутый кристаллический слой с равновесной постоянной решетки  $a_1$ , выращенный между двумя полупроводниками с равновесной постоянной решетки  $a_0$  (б). Равномерное растяжение предполагает, что постоянная решетки, параллельная поверхности пленки, становится равной  $a_0$ , а нормальная постоянная решетки —  $a_n$

рис. 7.14. Однако по мере роста кристалла энергия, затрачиваемая на его растяжение до соответствующей формы, возрастает и в какой-то момент времени становится больше энергии, необходимой для образования дислокаций несоответствия. Именно в этот момент тонкая выращенная пленка релаксирует и принимает форму, соответствующую равновесной постоянной ее решетки, формируя при этом дислокации несоответствия. Толщина пленки, при которой происходит формирование дислокаций несоответствия, называется *критической толщиной*. Методика ее расчета приведена в работе Мэтьюса и Блэкли (Matthews, Blakeslee, 1976). Если решетки выращиваемого кристалла и подложки имеют разные периоды, вырастить слой, свободный от дислокаций, можно только при условии, что его толщина будет меньше критической, рассчитанной по методике Мэтью-Блэкли.

Плотность дислокаций несоответствия на единицу длины пропорциональна величине рассогласования решеток. Следовательно, с ростом рассогласования квантовый выход излучения светодиодов падает. На рис. 7.15 показано снижение интенсивности излучения светодиодов AlInGaP, выращенных на подложках GaAs. Полупроводник AlInGaP, используемый для изготовления светодиодов красного свечения высокой яркости, хорошо согласован по параметрам кристаллических решеток с подложкой GaAs. Из рис. 7.15 видно: как только рассогласование решеток  $\Delta a/a$  превысит значение  $3 \cdot 10^{-3}$ , произойдет резкое падение интенсивности излучения.

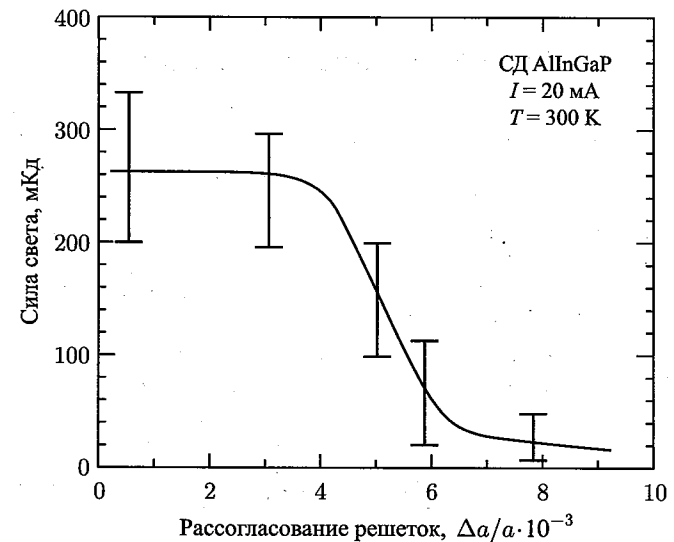


Рис. 7.15. Зависимость интенсивности излучения светодиодов AlInGaP от рассогласования параметров решеток активной области AlInGaP и подложки GaAs. Зависимость получена при токе 20 мА (Watanabe, Usui, 1987)

В светодиодах GaAsP красного свечения, выращенных на подложках GaAs, параметры решеток активной области плохо согласованы с параметрами решетки подложки, поэтому и квантовый выход таких светодиодов довольно невысок. Эти материалы имеют низкую стоимость. Самыми дешевыми светодиодами красного свечения были светодиоды GaAsP с гомогенными переходами, выращенные на подложках GaAs.

В то время как характеристики светодиодов, изготовленных из материалов семейств GaAs и InP, сильно зависят от поверхностной рекомбинации и рассогласования решеток, на параметры светодиодов на основе полупроводников семейства GaN эти явления практически не влияют. Это связано с тем, что

- 1) дислокации в нитридных соединениях типа GaN обладают более низкой электрической активностью;
- 2) диффузионная длина носителей в материалах типа GaN значительно меньше, чем в полупроводниках семейств GaAs и InP. Если среднее расстояние между дислокациями больше диффузионной длины носителей, в частности дырок, вероятность безызлучательной рекомбинации на этих дефектах сравнительно невысока.

Другая модель, объясняющая высокую эффективность светодиодов InGaN, привлекает внимание флуктуации химического состава тройных твердых растворов, которые локализуют носители, препятствуя их диффузии к линиям дислокаций.

### Библиографический список

- Baraff G. A. and Schluter M. "Electronic structure, total energies, and abundances of the elementary point defects in GaAs" *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1327 (1985).
- Fitzgerald E. A., Watson G. P., Proano R. E., Ast D. G., Kirchner P. D., Pettit G. D., and Woodall J. M. "Nucleation mechanism and the elimination of misfit dislocations at mismatched interfaces by reduction of growth area" *J. Appl. Phys.* **65**, 2220 (1989).
- Kazarinov R. F. and Pinto M. R. "Carrier transport in laser heterostructures" *IEEE J. Quantum Electronics* **30**, 49 (1994).
- Longini R. L. and Greene R. F. "Ionization interaction between impurities in semiconductors and insulators" *Phys. Rev.* **102**, 992 (1956).
- Matthews J. W. and Blakeslee A. E. "Defects in epitaxial multilayers. III. Preparation of almost perfect multilayers" *J. Cryst. Growth* **32**, 265 (1976).
- Nakamura S., Mukai T., and Iwasa N. "Light-emitting GaN-based compound semiconductor device" US Patent 5,578,839 (1996).
- Nakamura S., Mukai T., and Iwasa N. "Light-emitting GaN-based compound semiconductor device" US Patent 5,747,832 (1998).
- Neugebauer J. and Van de Walle C. G. "Chemical trends for acceptor impurities in GaN" *J. Appl. Phys.* **85**, 3003 (1999).

- Schubert E. F., Downey S. W., Pinzone C., and Emerson A. B. "Evidence of very strong inter-epitaxial-layer diffusion in Zn doped GaInPAs/InP structures" *Appl. Phys. A* **60**, 525 (1995).
- Schubert E. F. and Hunt N. E. J. "15,000 hours stable operation of resonant-cavity light-emitting diodes" *Appl. Phys. A* **66**, 319 (1998).
- Sugawara H., Ishikawa M., Kokubun Y., Nishikawa Y., Naritsuka S., Itaya K., Hatakoshi G., Suzuki M., "Semiconductor light emitting device" US Patent 5,153,889, issued Oct. 6 (1992).
- Walukiewicz W. "Fermi level dependent native defect formation: consequences for metal-semiconductor and semiconductor-semiconductor interfaces" *J. Vac. Sci. Technol. B*, **6**, 1257 (1988).
- Walukiewicz W. "Amphoteric native defects in semiconductors" *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2094 (1989).
- Walukiewicz W. "Defect formation and diffusion in heavily doped semiconductors" *Phys. Rev. B* **50**, 5221 (1994).
- Watanabe H. and Usui A. "Light emitting diode" US Patent 4,680,602, issued July 14 (1987).

## Глава 8

### УПРАВЛЕНИЕ ТОКОМ

Светодиодные структуры выращивают на проводящих либо на диэлектрических подложках. В структурах, выращенных на проводящих подложках, ток течет практически вертикально (т. е. перпендикулярно плоскости подложки). В светодиодах на диэлектрических подложках ток, как правило, направлен горизонтально (т. е. параллельно подложке). Поскольку металлические омические контакты непрозрачные, их размеры и расположение оказывают существенное влияние на вывод излучения из устройства. В этой главе будут обсуждаться способы управления током в различных структурах светодиодов с целью повышения их квантового выхода.

#### 8.1. Слой растекания тока

В светодиоде с тонким верхним барьерным слоем ток инжектируется в ту часть активной области, которая расположена под верхним электродом. Следовательно, свет генерируется преимущественно в области под непрозрачным металлическим контактом, что ведет к низкой величине коэффициента оптического вывода такого светодиода. Эту проблему можно решить при помощи *слоя растекания тока*, уводящего ток в области, расположенные за пределами верхнего электрода.

*Слой растекания тока* и *окно* (*оконный слой*) синонимы. Термин «оконный» указывает на то, что данный слой *прозрачный* и что он предназначен для повышения коэффициента оптического вывода светодиода.

Полезные свойства таких слоев были обнаружены еще на ранних этапах развития светодиодов. Так, в работе (Nuese et al., 1969) было показано, что применение слоев растекания тока существенно повышает оптическую мощность светодиодов GaAsP. Окно является первым полупроводниковым слоем, расположенным между верхним барьерным слоем и верхним омическим контактом. На рис. 8.1 показано влияние слоя растекания тока. Из рис. 8.1, *а* видно, что в светодиоде без этого слоя свет излучается только по периметру верхнего контакта, а введение окна позволяет получить более ровную и яркую излучающую поверхность, показанную на рис. 8.1, *б*.

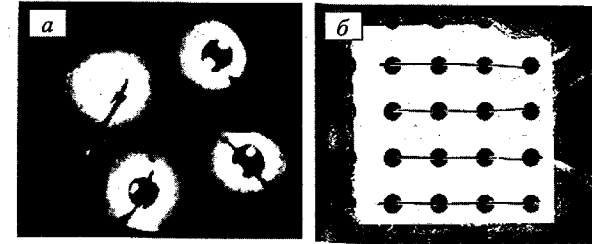


Рис. 8.1. Влияние слоя растекания тока на выходную мощность светодиодов: *а* — вид сверху на светодиод без окна, излучение наблюдается только по периметру верхнего контакта; *б* — вид сверху на светодиод с окном (Nuese et al., 1969)

В работе (Nuese et al., 1969) рассмотрены слои растекания тока, состоящие из тройных твердых растворов GaAsP и бинарных соединений GaP, и определены требования к таким слоям. Окна должны обладать низким удельным сопротивлением, большой толщиной для усиления эффекта растекания тока и прозрачностью для снижения потерь на поглощение. Для уменьшения потерь на поглощение в этой работе предложено увеличить концентрацию фосфора в твердом растворе  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $0,45 < x \leq 1$ ) в слое растекания тока, что выше его доли в активной области  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x = 0,45$ ). При таком соотношении концентраций фосфора слой растекания тока будет обладать большей шириной запрещенной зоны, чем активная область. Однако свойства слоев растекания тока были рассмотрены только качественно. Теоретические основы применения этих слоев в устройствах с линейной геометрией контактов, которые будут обсуждаться в следующем разделе, даны в работе Томпсона (Thompson, 1980). Слой растекания тока используются в структурах большинства светодиодов с расположением *p-n*-перехода (областью излучения) в верхней части кристалла — светодиоды AlGaAs (Nishizawa et al., 1983; Moyer, 1988), GaP (Groves et al., 1977; 1978a, 1978b) и AlInGaP (Kuo et al., 1990; Sugawara et al., 1991, 1992a, 1992b).

Рис. 8.2 схематично иллюстрирует влияние слоя растекания тока. Без этого слоя (рис. 8.2, *а*) область инжекции носителей тока в активную область практически ограничена размерами контакта. При добавлении слоя растекания область инжекции заметно увеличивается (рис. 8.2, *б*).

Слой растекания тока применяются преимущественно в структурах светодиодов с областью излучения, расположенной сверху. На рис. 8.2, *в* и *г* показаны структуры двух светодиодов AlInGaP видимого спектра излучения, выращенные на подложках GaAs. Об использовании GaP-слоев растекания тока сообщалось в работах Куо и др. (Kuo et al., 1990) и Флетчера и др. (Fletcher et al., 1991a, 1991b). Ширина запрещенной зоны GaP,  $E_{g\text{GaP}} = 2,26$  эВ, поэтому слой



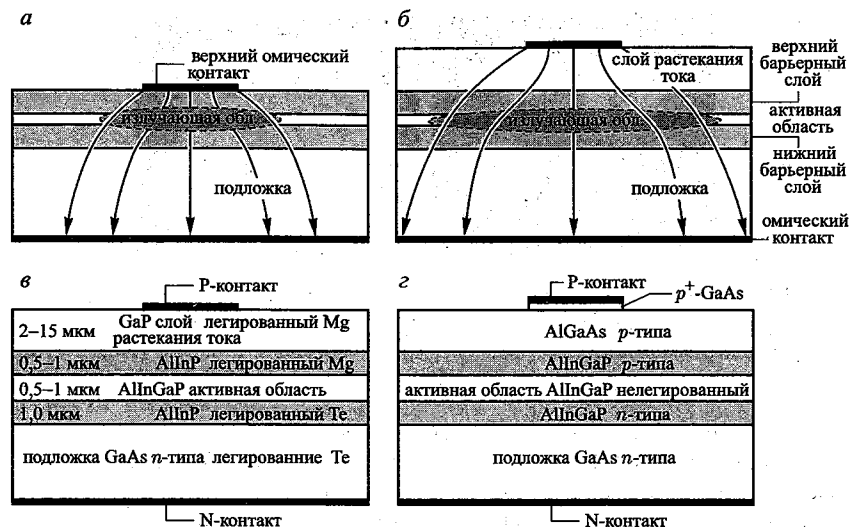


Рис. 8.2. Влияние слоя растекания тока в светодиодах AlInGaP на величину коэффициента оптического вывода: а — светодиод без слоя; б — добавление в светодиод окна («оконного слоя»); в — структура светодиода GaP со слоем растекания тока (Fletcher et al., 1991a, 1991b); г — структура светодиода AlGaAs со слоем растекания тока (Sugawara et al., 1992a, 1992b)

прозрачен для излучения красной, оранжевой, желтой и зеленой областей видимого спектра. Были изготовлены светодиоды с длинами волн излучений вплоть до 550 нм. Бинарный полупроводник GaP прозрачен для фотонов с энергией меньше ширины запрещенной зоны. В спектре поглощения GaP слабо выражен «хвост Урбаха» в области  $\hbar\omega < E_g$ . Кроме того, GaP относится к классу непрямозонных полупроводников, коэффициент поглощения которых меньше, чем прямозонных. Поэтому свет мало поглощается даже в толстом слое растекания тока.

Однако между параметрами решеток GaP и нижележащих эпитаксиальных слоев существует довольно большое несоответствие. Постоянные решеток нижнего и верхнего барьерных слоев, а также активной области согласованы с постоянной решетки GaAs подложки. Поскольку постоянная решетки GaP меньше постоянной GaAs приблизительно на 3,6%, существует большая вероятность возникновения проникающих дислокаций и дефектов несоответствия на границе GaP — верхний барьерный слой. Можно предположить, что дислокации, играющие роль центров безызлучательной рекомбинации, не будут приводить к ослаблению внутреннего квантового выхода излучения светодиодов, поскольку они расположены либо в слое растекания тока, либо на его границе с барьерным слоем, т. е. вдали от активной области. Однако если в ходе работы устройства эти дислокации прорастут вниз, ближе к активной области, квантовый выход и надежность светодиодов могут

ухудшиться. Правда, опыт показал, что эти явления довольно редки: светодиоды AlInGaP/GaAs обладают отличной надежностью и высоким квантовым выходом излучения.

Альтернативный подход к повышению коэффициента оптического вывода светодиодов AlInGaP/GaAs при помощи слоев растекания тока AlGaAs предложен в работах Сугавары и др. (Sugawara et al., 1991, 1992a, 1992b). При всех  $x$  в диапазоне  $0 \leq x \leq 1$  параметры решетки твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}As$  согласованы с постоянной решетки GaAs. Ширина запрещенной зоны AlAs  $E_{gAlAs} = 2,9$  эВ. При  $x > 0,45$   $Al_xGa_{1-x}As$  становится непрямозонным полупроводником. Коэффициент поглощения непрямозонных полупроводников намного меньше, чем прямозонных. Поскольку постоянные решеток окна AlGaAs и нижележащего барьерного слоя согласованы, дислокации несоответствия в слое AlGaAs, в отличие слоя растекания GaP, не возникают. Однако в слое растекания тока AlGaAs происходит более сильное поглощение света, чем в слое GaP. Это связано с тем, что AlGaAs является тройным твердым раствором, которому присущи заметные флуктуации концентрации катионов (алюминия и галлия), ведущие к локальным изменениям ширины запрещенной зоны. Это повышает вероятность поглощения фотонов, имеющих энергию меньше ширины запрещенной зоны AlGaAs. Следовательно, показатель хвоста Урбаха у AlGaAs существенно выше, чем у GaP.

Хорошо известно, что методом эпитаксии металлоорганических соединений из газовой фазы, являющимся основной технологией создания кристаллов светодиодов, очень трудно вырастить структуры, содержащие алюминий. Это связано с тем, что алюминий обладает повышенной способностью к вступлению в химические реакции и нелегко обеспечить полное отсутствие загрязнения или дефектов на поверхности подложки при выращивании Al-содержащих слоев. Даже самые незначительные протечки в технологическом оборудовании могут привести к разрушению Al-содержащих пленок. Поэтому на практике используют не чистый алюминий, а компоненты с большим его содержанием, например AlAs. Это ведет к ухудшению характеристик слоя растекания тока AlGaAs и их приближению к параметрам слоя GaP. Также следует отметить, что электрические свойства AlAs и AlGaAs с высоким содержанием алюминия несколько хуже, чем у GaP. Однако несмотря на все это, светодиоды AlInGaP слоями растекания тока AlGaAs выпускают серийно, и это направление продолжает развиваться.

На рис. 8.3 показано влияние слоя растекания тока GaP p-типа толщиной 2–15 мкм с удельным сопротивлением 0,05 Ом·см на величину коэффициента оптического вывода AlInGaP светодиода (Fletcher et al., 1991a). Приведены данные съемки в микроскопе со встроенной видеокамерой. Для получения показанного профиля интенсивности излучения применялось сквозное сканирование кристалла светодиода в одном направлении, включая центральную часть контактной пла-

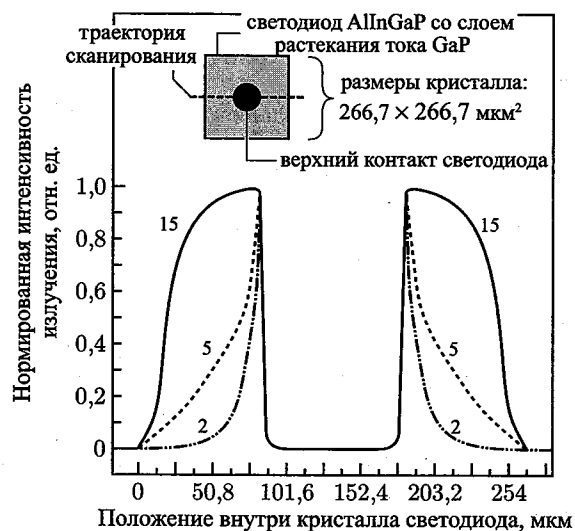


Рис. 8.3. Профили интенсивности излучения для трех кристаллов AlInGaP светодиодов с толщиной окна 2 мкм, 5 мкм и 15 мкм (указаны на рисунке), демонстрирующие влияние толщины этого слоя на величину области растекания тока. Траектория сканирования показана пунктирной линией на вставке рисунка. Провал в середине профиля соответствует непрозрачной пластине омического контакта. Для получения профилей применялся микроскоп со встроенной видеокамерой (Fletcher et al., 1991a)

стины. Исходя из того, что в любой заданной точке интенсивность излучения прямо пропорциональна плотности тока, удалось определить характеристики распределения тока по слою окна. При толщине окна до 2 мкм наблюдается незначительное растекание тока. Когда толщина этого слоя становится равной 15 мкм, область растекания тока почти достигает краев кристалла. Еще большее увеличение толщины ведет к росту плотности тока по краям кристалла. Однако этого следует избегать из-за одновременного роста влияния поверхностной рекомбинации.

На рис. 8.4 представлено влияние эффекта растекания тока на внешний квантовый выход светодиодов AlInGaP/GaAs с окном из GaP. При достаточно толстых слоях растекания тока коэффициент оптического вывода светодиодов увеличивается приблизительно в 8 раз. При сравнении данных измерений при постоянном токе и в импульсном режиме видно некоторое падение квантового выхода излучения светодиодов при больших токах, что связано с их нагревом.

В работах Сугавары и др. (Sugawara et al., 1991, 1992a, 1992b) проводился поиск оптимальной толщины слоев растекания тока  $Al_{0,70}Ga_{0,30}As$ , используемых в светодиодах AlInGaP/GaAs. Концентрация легирующих примесей  $p$ -типа в  $Al_{0,70}Ga_{0,30}As$  слое

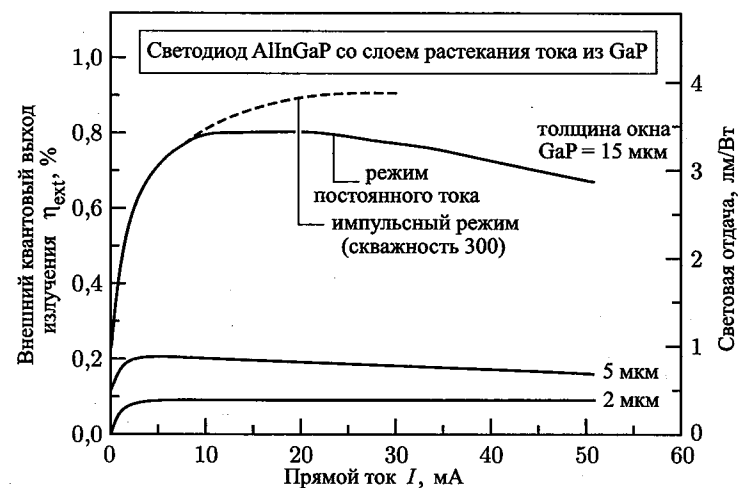


Рис. 8.4. Зависимости внешнего квантового выхода излучения (числа фотонов на один электрон) и световой отдачи (лм/Вт) светодиодов AlInGaP/GaAs с окном из GaP толщиной 2 мкм, 5 мкм и 15 мкм от прямого тока. Сплошные линии соответствуют режиму постоянного тока, штриховая линия — импульсному режиму (импульсы длительностью 400 нс со скважностью 300). В режиме постоянного тока наблюдается большой нагрев светодиодов (Fletcher et al., 1991a).

растекания была равна  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 8.5 показана зависимость квантового выхода диода от толщины слоя растекания. Видно, что оптимальная толщина окна лежит в диапазоне 5–30 мкм. Для слоев толщиной 15 мкм эффективность светодиодов возрастает в 30 раз по сравнению со светодиодами без слоев растекания тока. Было также показано, что оптимальная концентрация легирующих примесей в слое растекания тока  $p$ -типа должна быть меньше  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Применение очень тонких слоев растекания тока (или их отсутствие) приводит к тому, что большая часть света генерируется в области, расположенной под непрозрачной металлической пластиной контакта, которая мешает выводу излучения за пределы кристалла светодиода. Применение очень толстых окон также имеет свои недостатки. *Во-первых*, при использовании толстых слоев растекания тока на краях кристаллов светодиодов образуются области повышенной плотности тока, усиливающие поверхностную рекомбинацию и уменьшающие квантовый выход светодиодов. *Во-вторых*, с ростом толщины слоя растекания усиливается поглощение в этой области фотонов, обладающих энергией меньше ширины запрещенной зоны. *В-третьих*, окно большой толщины увеличивает омическое сопротивление диода, что также снижает его эффективность. *В-четвертых*, большая длительность процесса выращивания толстых слоев растекания тока может привести к диффузии легирующих примесей из барьерного слоя

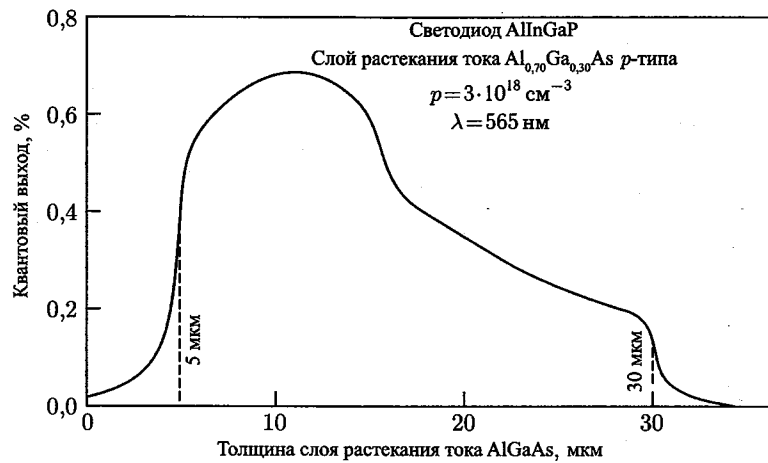


Рис. 8.5. Зависимость квантового выхода светодиодов AlInGaP/GaAs красного свечения, излучающих свет с длиной волны 565 нм, от толщины слоев растекания тока  $\text{Al}_{0,70}\text{Ga}_{0,30}\text{As}$  (Sugawara et al., 1992a)

в активную область, что вызовет снижение внутреннего квантового выхода излучения.

Создание слоев растекания тока часто связано со значительными проблемами, особенно если материалы обладают низкой проводимостью. Например, из-за большого удельного сопротивления верхнего барьерного слоя  $p$ -типа растекание тока в верхнем слое  $p$ -типа в светодиоде InGaN/GaN будет очень слабым. Подвижность дырок в нитридах III группы обычно равна 1–20  $\text{см}^2/\text{В}$ , а их концентрация —  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , поэтому удельное сопротивление такого материала всегда больше 1 Ом·см. В работе (Jeon et al., 2001) описан светодиод с *туннельным переходом*, расположенным над активной областью рядом с барьерным слоем  $p$ -типа. Слой  $n$ -типа сверху туннельного перехода обеспечивает поперечное распространение тока в области под верхним контактом. Таким образом, в состав светодиода с туннельным переходом входят два омических контакта  $n$ -типа и ни одного контакта  $p$ -типа.

## 8.2. Теория растекания тока

В работе Томпсона (Thompson, 1980) даны теоретические основы явления растекания тока в слое, расположенном под *верхним контактом полоскового типа*. Такая геометрия контактов характерна для полупроводниковых лазеров. На рис. 8.6, а показана схема поперечного сечения лазера полоскового типа. В структуру лазера входит слой растекания тока, расположенный выше  $p$ - $n$ -перехода. Из соображений

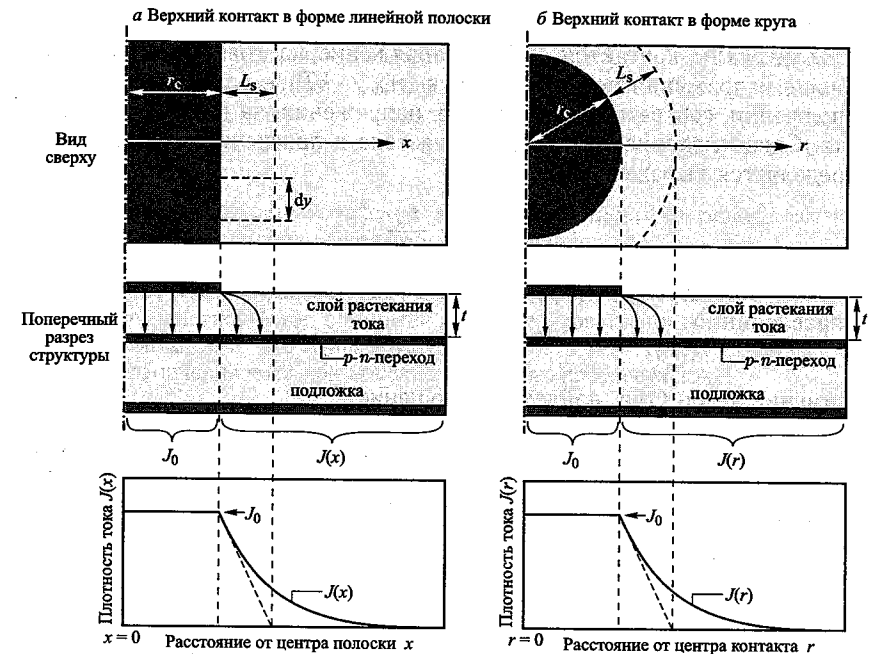


Рис. 8.6. Схемы структур светодиодов со слоями растекания тока с полосковым (а) и с круглым (б) контактами

симметрии показана только правая половина лазера, поэтому левый край контакта на схеме соответствует центру полоскового лазера. Предполагается, что все точки  $x$  под металлическим контактом ( $x < r_c$ ) обладают одинаковыми потенциалами и плотностями тока ( $J_0$ ), а подложка является эквипотенциальной поверхностью. Тогда плотность тока за пределами контакта определяется выражением

$$J(x) = \frac{2J_0}{\left[ \frac{(x - r_c)}{L_s} + \sqrt{2} \right]^2} \quad \text{при } x \geq r_c, \quad (8.1)$$

где  $L_s$  — длина растекания тока:

$$L_s = \sqrt{\frac{t \cdot n_{\text{ideal}} \cdot kT}{\rho \cdot J_0 \cdot e}}. \quad (8.2)$$

Здесь  $\rho$  — удельное сопротивление слоя растекания тока,  $t$  — толщина этого слоя,  $n_{\text{ideal}}$  — коэффициент неидеальности вольтамперной характеристики (обычно  $1,05 < n_{\text{ideal}} < 1,35$ ).

Далее будут обсуждаться модели для двух форм контактов: *полоскового* (рис. 8.6, а) и *круглого* (рис. 8.6, б). Сначала рассмотрим случай *линейного полоскового контакта*. Будем считать, что ток по

краю области растекания тока ( $x = r_c + L_s$ ) в  $e$  раз меньше тока под металлическим контактом. Тогда напряжение на границе окна будет меньше напряжения под контактом в  $(n_{\text{ideal}} \cdot kT)/e$  раз. Разность этих напряжений соответствует падению напряжения на слое растекания тока. Сопротивление слоя растекания тока в поперечном направлении определяется выражением

$$R = \rho \cdot \frac{L_s}{t \cdot dy}. \quad (8.3)$$

Ток, текущий через  $p$ - $n$ -переход в слое растекания тока в вертикальном направлении:

$$I = J_0 \cdot L_s \cdot dy. \quad (8.4)$$

Применив закон Ома, найдем соотношение

$$\rho \cdot \frac{L_s}{t \cdot dy} \cdot J_0 \cdot L_s \cdot dy = \frac{n_{\text{ideal}} \cdot kT}{e}. \quad (8.5)$$

Решив это уравнение относительно  $t$ , получим

$$t = \rho \cdot L_s^2 \cdot J_0 \cdot \frac{e}{n_{\text{ideal}} \cdot kT}. \quad (8.6)$$

Сравнив уравнения (8.2) и (8.6), обнаруживаем их идентичность. Уравнение (8.6) дает возможность рассчитать требуемую толщину слоя растекания тока по заданным значениям удельного сопротивления этого слоя и длины растекания тока  $L_s$ .

Теперь перейдем к рассмотрению структуры светодиода с **круглым контактом** (рис. 8.6, б). Рассуждая аналогичным образом, выведем выражение для нахождения поперечного сопротивления области от края контакта до края слоя растекания тока:

$$R = \int_{r_c}^{r_c+L_s} \rho \cdot \frac{1}{A} dr = \int_{r_c}^{r_c+L_s} \rho \cdot \frac{1}{t \cdot 2\pi \cdot r} dr = \frac{\rho}{t \cdot 2\pi} \cdot \ln\left(1 + \frac{L_s}{r_c}\right). \quad (8.7)$$

Ток в вертикальном направлении через  $p$ - $n$ -переход в слое растекания можно найти из уравнения

$$I = J_0 \left[ \pi (L_s + r_c)^2 - \pi \cdot r_c^2 \right] = J_0 \cdot \pi \cdot L_s \cdot (L_s + 2r_c). \quad (8.8)$$

Используя закон Ома, получим

$$\frac{\rho}{t \cdot 2\pi} \cdot \ln\left(1 + \frac{L_s}{r_c}\right) \cdot J_0 \cdot \pi \cdot L_s \cdot (L_s + 2r_c) = \frac{n_{\text{ideal}} \cdot kT}{e}. \quad (8.9)$$

Решив это уравнение относительно  $t$ , найдем

$$t = \rho \cdot L_s \left( r_c + \frac{L_s}{2} \right) \ln\left(1 + \frac{L_s}{r_c}\right) \cdot \left( J_0 \cdot \frac{e}{n_{\text{ideal}} \cdot kT} \right). \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10) позволяет рассчитать требуемую толщину слоя растекания тока по заданным значениям удельного сопротивления этого слоя и длины растекания  $L_s$ . Отметим, что при больших  $r_c$ , используя приближение  $\ln(1+x) \approx x$ , выражение (8.10) можно упростить. Поэтому, как и ожидалось, при  $r_c \rightarrow \infty$  уравнения (8.10) и (8.6) становятся идентичными.

**Упражнение.** Влияние ограничения тока в структурах со слоем растекания при очень высоких значениях плотности тока

В структурах с вертикальным направлением тока (через кристалл сверху вниз) слой растекания распределяет ток по всей площади  $p$ - $n$ -перехода. Однако при высокой плотности ток стремится сконцентрироваться в области под омическими контактами, что и показано на рис. 8.7, а и б. Требуется объяснить эффект ограничения тока при высоких значениях плотности тока.

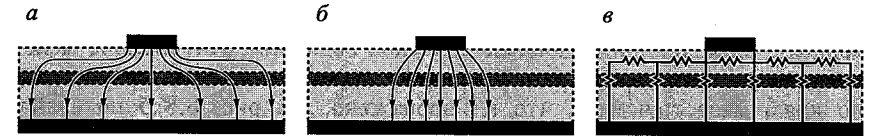


Рис. 8.7. Схема распределения тока в структурах со слоями растекания тока при низком (а) и высоком (б) уровне тока. При очень высоких плотностях тока растекание тока снижается, что ведет к повышению плотности тока под верхними контактами (б). Эквивалентная схема светодиода со слоем растекания тока (в)

**Решение 1.** Длина области растекания тока определяется зависимостью  $L_s \propto J_0^{-1/2}$ , из которой следует, что при повышении плотности тока величина  $L_s$  уменьшается и ток собирается под верхним контактом.

**Решение 2.** Интуитивное объяснение эффекта ограничения тока вытекает из эквивалентной схемы, показанной на рис. 8.7, в. При очень высоких значениях плотности тока сопротивления, представляющие  $p$ - $n$ -переход, уменьшаются, в то время как сопротивления, соответствующие слою растекания тока, остаются неизменными. Это приводит к тому, что ток стремится идти от верхнего контакта вертикально вниз.

### 8.3. Влияние ограничения тока в светодиодах на изолирующих подложках

Для светодиодных мезоструктур, выращенных на диэлектрических подложках, характерно явление ограничения тока. Примерами светодиодов с мезоструктурами являются светодиоды InGaN/GaN на сапфировых подложках. В них контакт  $p$ -типа обычно размещается на верхней поверхности мезоструктуры, а контакт  $n$ -типа — на буферном слое  $n$ -типа, расположенном под мезоструктурой. Это приводит к тому, что по краю мезоструктуры, на границе с контактом  $n$ -типа, плотность тока становится выше, чем в соседних областях.

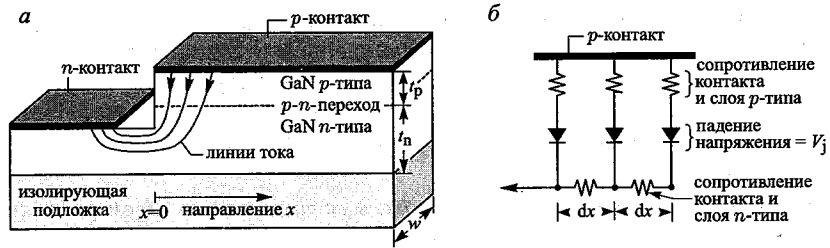


Рис. 8.8. Влияние ограничения тока в GaN светодиоде с мезоструктурой, выращенном на диэлектрической подложке (а) и эквивалентная схема, состоящая из сопротивлений барьерных слоев  $n$ - и  $p$ -типа, сопротивления контакта  $p$ -типа и идеальных диодов, соответствующих  $p$ - $n$ -переходам (б)

На рис. 8.8, а представлено поперечное сечение мезоструктуры светодиода, выращенной на диэлектрической подложке. Интуитивно можно предположить, что ограничение тока через  $p$ - $n$ -переход происходит по краю мезоструктуры, что и изображено. На рис. 8.8, б показана эквивалентная схема модели, учитывающей сопротивление контакта  $p$ -типа и сопротивления барьерных слоев  $n$ - и  $p$ -типа. В приведенной схеме  $p$ - $n$ -переходы заменены на идеальные диоды. В модели показаны несколько узлов, расположенных на расстоянии  $dx$  друг от друга. Пусть  $V$  — напряжение в слое  $n$ -типа вдоль направления  $x$ , тогда  $dV$  — падение напряжения на сопротивлении  $n$ -слоя длиной  $dx$ . Величина тока, идущего вниз через один из диодов, определяется выражением  $dI = J_0 \cdot [\exp(eV_j/kT) - 1] \cdot w dx$ , где  $J_0$  — плотность тока насыщения через  $p$ - $n$ -переход.

Считая, что электростатические потенциалы всех точек металлического контакта  $p$ -типа равны, и применяя правило Кирхгофа для двух соседних узлов, получаем

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho_n}{t_n} \cdot J_0 \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (8.11)$$

Когда сопротивление слоя  $p$ -типа близко к нулю,  $dV = dV_j$ . В этом случае можно найти аналитическое решение уравнения (8.11). В работе Томпсона (Thompson, 1980) приведены расчеты длины растекания тока в диодах, выращенных на проводящих подложках. Томпсон в своих рассуждениях учитывал удельное сопротивление верхнего барьерного слоя  $p$ -типа, но пренебрегал удельным сопротивлением нижнего барьерного слоя  $n$ -типа. Однако в светодиодах InGaN/GaN сопротивление слоя  $n$ -типа служит одной из причин влияния ограничения тока, поэтому его нельзя не учитывать. Сопротивлениями слоев  $p$ -типа пренебрегать также нельзя, поскольку в таких светодиодах они довольно большие. Дальше будет показано, что сопротивления слоев обоих типов оказывают сильное влияние на ограничение тока.

В последующих расчетах учитываются сопротивления слоев  $n$ - и  $p$ -типа и контакта  $p$ -типа. Падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе и резисторах  $p$ -типа можно найти из выражения

$$V = R_V \cdot J_0 \cdot [\exp(eV_j/kT) - 1] + V_j, \quad (8.12)$$

где  $R_V$  (сопротивление в вертикальном направлении) определяется суммой сопротивлений слоя  $p$ -типа и контакта  $p$ -типа элемента площади  $w dx$ :

$$R_V = \rho_p \cdot \frac{t_p}{w dx} + \rho_c \cdot \frac{1}{w dx}. \quad (8.13)$$

Здесь  $\rho_p$  и  $\rho_c$  — удельные сопротивления слоя и контакта  $p$ -типа. Дважды дифференцируя выражение (8.12) по  $x$  и подставляя результат в соотношение (8.11), получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{e}{kT} \cdot (\rho_c + \rho_p \cdot t_p) \cdot J_0 \cdot \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) \cdot \left[ \frac{d^2V_j}{dx^2} + \frac{e}{kT} \cdot \left(\frac{dV_j}{dx}\right)^2 \right] + \frac{d^2V_j}{dx^2} = \\ = \frac{\rho_n}{t_n} \cdot J_0 \cdot \left[ \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (8.14)$$

При его решении ограничимся случаем прямого смещения диода, в котором напряжение на  $p$ - $n$ -переходе намного превышает величину  $kT/e$ . Тогда

$$V_j \gg kT/e \Rightarrow \exp(eV_j/kT) \gg 1. \quad (8.15)$$

Далее предположим, что падение напряжения на последовательном сопротивлении  $p$ -типа и сопротивлении контакта также гораздо больше  $kT/e$ , т. е.

$$(\rho_c + \rho_p \cdot t_p) \cdot J_0 \cdot \exp\left(\frac{eV_j}{kT}\right) \gg \frac{kT}{e}. \quad (8.16)$$

Применяя эти условия к типичным светодиодам InGaN/GaN, упростим уравнение (8.14), используя допущения (8.15) и (8.16):

$$\frac{d^2V_j}{dx^2} + \frac{e}{kT} \cdot \left(\frac{dV_j}{dx}\right)^2 = \frac{\rho_n}{(\rho_c + \rho_p \cdot t_p) t_n} \cdot \frac{kT}{e}. \quad (8.17)$$

Решив уравнение (8.17) относительно  $V_j$ , получим  $V_j(x) = V_j(0) - (kT/e)(x/L_s)$ . Подставив  $V_j$  в выражение  $J = J_0 \exp(eV_j/kT)$ , найдем решение дифференциального уравнения:

$$J(x) = J(0) \cdot \exp(-x/L_s), \quad (8.18)$$

где  $J(0)$  — плотность тока на краю слоя  $p$ -типа,  $L_s$  — длина растекания тока, которая определяет расстояние, на котором плотность тока уменьшается в  $e$  раз по сравнению с плотностью тока на краю

слоя, т.е.  $J(L_s)/J(0) = 1/e$ . Длину растекания тока можно найти из выражения

$$L_s = \sqrt{(\rho_c + \rho_p t_p) \cdot t_n / \rho_n}. \quad (8.19)$$

Из уравнения (8.19) следует, что распределение тока зависит от толщины эпитаксиального слоя и от свойств материала. Для уменьшения влияния ограничения тока буферный слой  $n$ -типа должен обладать низким удельным сопротивлением и достаточно большой толщиной. Из уравнения (8.19) можно сделать удивительный вывод: *уменьшение* удельного сопротивления контакта  $p$ -типа или слоя  $p$ -типа *усиливает* влияние ограничения тока. При *низких* значениях сопротивлений контакта и барьерного слоя  $p$ -типа наблюдается сильное влияние ограничения тока. Этому может помешать только высокая проводимость буферного слоя  $n$ -типа, приводящая к большой величине коэффициента  $t_n/\rho_n$ . В светодиодах InGaN/GaN сумма сопротивлений контакта и слоя  $p$ -типа может быть больше сопротивления барьерного слоя, особенно если  $t_n$  мало.

На рис. 8.9 представлены экспериментальные данные, полученные при изучении эффекта сжатия тока в светодиодах InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках (Guo, Schubert, 2001). На рис. 8.9, а приведен микроснимок оптического излучения светодиода InGaN. Он сделан со стороны сапфировой подложки, на которой отчетливо видно изменение интенсивности голубового свечения светодиода: чем дальше от края мезаструктуры, тем слабее свечение. На рис. 8.9, б изображены теоретическая и экспериментальная зависимости интенсивности излучения от расстояния до края мезаструктуры. Для построения теоретической зависимости использовано выражение (8.18), согласованное с экспериментальными данными. Видно, что при длине растекания тока 550 мкм получается хорошее согласование экспериментальных и теоретических результатов.

Сопротивления контактов и удельные сопротивления слоев GaN  $p$ -типа в мощных светодиодах не должны быть высокими, поскольку это может привести к сильному нагреву диодов. С другой стороны, именно эти сопротивления ослабляют влияние ограничения тока. Следует отметить, что при разработке новых светодиодов с большой площадью, имеющих большие размеры контактов, даже при условии улучшения характеристик материалов без усовершенствования формы контактов *проблемы, связанные с влиянием ограничения тока, могут встать очень остро*. Так, новые контакты к  $p$ -области могут иметь форму гребенки с шириной зубьев меньше длины растекания тока  $L_s$ . При размерах светодиодов меньше  $L_s$  влиянием ограничения тока можно пренебречь.

На рис. 8.10 показана схема структуры и фотография полоскового контакта гребенчатой формы. Однородность инжекции тока в активную область достигается при помощи контакта  $p$ -типа, ширина которого  $W_{p\text{-contact}}$ , меньше длины растекания тока. Для обеспечения низкого

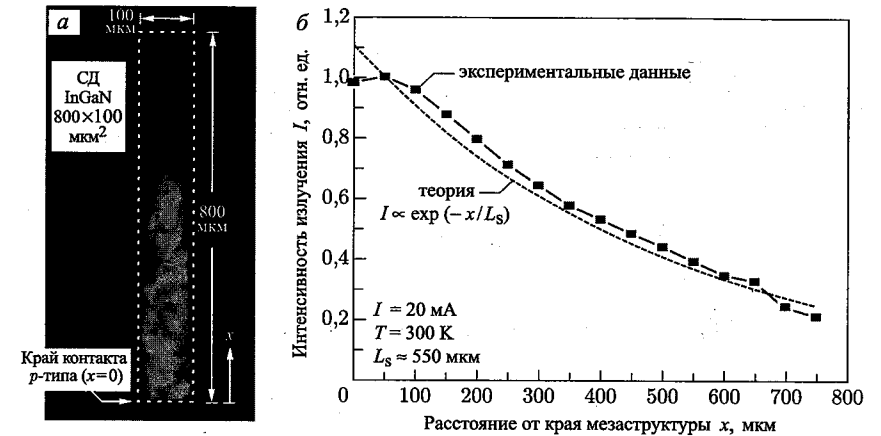


Рис. 8.9. Микроснимок излучения светодиода на основе мезаструктуры InGaN/GaN, выращенного на изолирующей сапфировой подложке (а), светодиод оснащен полосковым контактом  $p$ -типа размером 800 мкм  $\times$  100 мкм (а); теоретическая и экспериментальная зависимости интенсивности излучения от расстояния от края мезаструктуры (б) (Guo, Schubert, 2001)

контактного сопротивления ширина контакта  $n$ -типа,  $W_{n\text{-contact}}$ , должна быть, по крайней мере, равна длине передачи контакта, которая следует из модели линии передачи, используемой для определения омических контактов (Schroder, 1998).

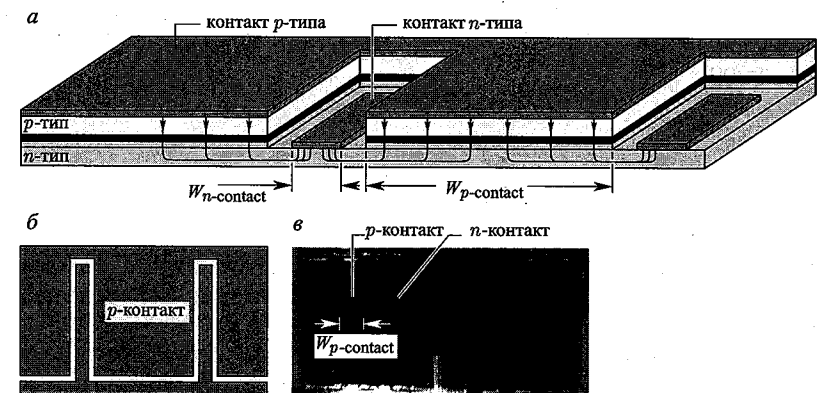


Рис. 8.10. Структура полоскового контакта в форме гребенки, обеспечивающего однородность тока (а); вид сверху (б); фотография светодиода InGaN, монтируемого методом перевернутого кристалла (в) (LED Museum, 2004)

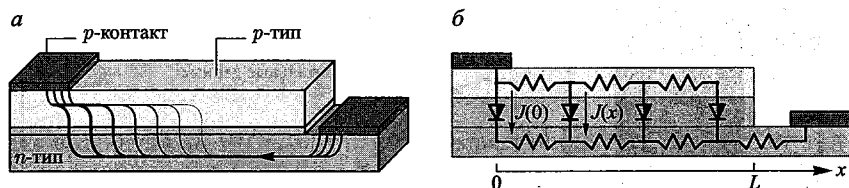


Рис. 8.11. Структура светодиода с поперечной инжекцией носителей тока и схема распределения тока при  $\rho_n \ll \rho_p$  (а); эквивалентная схема (б)

#### 8.4. Структуры с поперечной инжекцией носителей тока

На рис. 8.11, а показана структура светодиода с поперечной инжекцией носителей тока. В таких диодах ток течет через барьерные слои обоих типов в горизонтальном направлении. В идеальном случае излучение в светодиодах будет возбуждаться только в областях между контактами, которые при этом не будут мешать выводу света. Если сопротивление слоя  $n$ -типа  $\rho_n/t_n$  ( $\rho_n$  и  $t_n$  — удельное сопротивление и толщина слоя  $n$ -типа) намного меньше сопротивления слоя  $p$ -типа  $\rho_p/t_p$ , ток пойдет скорее через  $n$ -слой, чем через  $p$ -слой. В результате этого под контактом  $p$ -типа будет наблюдаться более высокая плотность тока в направлении  $p$ - $n$ -перехода.

На рис. 8.11, б показана эквивалентная схема, полезная для количественного анализа светодиодов с поперечной инжекцией носителей тока. В этой схеме предполагается, что по краю контакта  $p$ -типа плотность тока через  $p$ - $n$ -переход равна  $J(0)$ . Аналитическое решение, полученное в соответствии с данной эквивалентной схемой и показанное на рис. 8.12, имеет следующий вид (Joyce, Wemple, 1970; Rattier et al., 2002):

$$J(x) = J(0) \cdot \exp(-x/L_s), \quad (8.20)$$

где

$$L_s = \sqrt{\frac{2V_a}{J(0) \cdot [(\rho_p/t_p) + (\rho_n/t_n)]}}. \quad (8.21)$$

Здесь  $J(x=0) = J(0)$  — плотность тока по краю контакта. Показано (Rattier et al., 2002), что  $V_a$  — напряжение активации, величина которого составляет несколько  $kT/e$ , например 50–75 мВ.

Для обеспечения равномерного возбуждения излучения в зазоре между контактами желательно иметь большую длину спада экспоненты  $L_s$ . Этого можно добиться либо высокой степенью легирования барьерных слоев, либо увеличением их толщины. Существует тенденция увеличивать размеры светодиодов для достижения большой мощности излучения. Однако увеличение расстояния между контактами  $L$ , если не используются очень толстые барьерные слои (что может быть весьма



Рис. 8.12. Распределение плотности тока при высоком, среднем и низком значениях тока, нормированных на начальную плотность тока, в светодиодах с поперечной инжекцией носителей тока. Предполагается, что сопротивление слоя  $n$ -типа намного меньше сопротивления слоя  $p$ -типа

непрактичным), ведет к росту сопротивления светодиодов. Поэтому повышать интенсивность излучения лучше не увеличением размеров структуры, а с помощью диодных матриц.

#### 8.5. Слой, ограничивающий ток

В традиционных светодиодах на основе двойных гетероструктур с малыми верхними и большими нижними контактами, носители, инжектируемые в активную область через верхний контакт, в основном под ним же и скапливаются. Очевидно, что непрозрачный металлический контакт сильно препятствует выводу излучения, возбуждаемого в активной области, что значительно снижает коэффициент оптического вывода светодиода. Для решения этой проблемы применяют либо толстый слой растекания тока, либо запирающий слой. Этот слой отводит носители тока в стороны от верхнего контакта, препятствуя их попаданию в активную область, расположенную непосредственно под ним, что позволяет существенно повысить квантовый выход излучения светодиода.

На рис. 8.13 представлена схема структуры светодиода с запирающим слоем. Запирающий слой, размеры которого приблизительно такие же, как у металлического контакта, располагается над верхним барьерным слоем. Этот слой, имеющий проводимость  $n$ -типа, встраивается в материал с проводимостью  $p$ -типа. Сформированный таким образом  $p$ - $n$ -переход направляет ток вокруг ограничивающего слоя, как показано на рис. 8.13.

Запирающие слои часто формируются методом *эпитаксиального доращивания*. По этой технологии двойная гетероструктура и тонкий запирающий слой  $n$ -типа выращиваются на одной подложке. После этого подложка со сформированными на ней слоями вынимается из

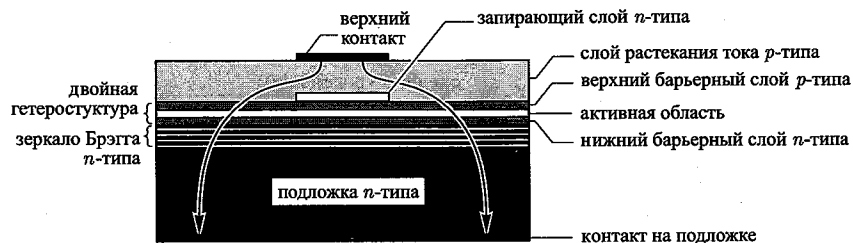


Рис. 8.13. Светодиод с ограничивающим слоем  $n$ -типа, расположенным на верхнем барьерном слое. Излучение света исходит из областей, не покрытых непрозрачным верхним омическим контактом. Светодиод такого типа изготавливается методом эпитаксиального дорастивания: после формирования запирающего слоя подложка вынимается из ростовой камеры и подвергается травлению, после чего снова погружается в эпитаксиальную систему для дорастивания слоя растекания тока

ростовой камеры и подвергается травлению. Стравливается почти весь верхний слой за исключением области, выделенной фотолитографическим способом, которая определяет расположение верхнего омического контакта. Для формирования запирающего слоя, как правило, применяют селективное травление, не оказывающее влияния на барьерный слой. По окончании процесса травления подложка возвращается в эпитаксиальную ростовую камеру для продолжения формирования структуры светодиода, например для дорастивания слоя растекания тока.

Технология эпитаксиального дорастивания из-за снижения выхода годных светодиодов является довольно дорогой. Это связано с тем, что в процессе дорастивания приходится дважды очищать поверхность структуры: после первой стадии выращивания слоев и по окончании процесса травления. Процедура очистки часто приводит к образованию дефектов на поверхности, а значит, и к снижению количества качественных светодиодов. Поэтому такая технология не подходит для массового производства дешевых светодиодов, например светодиодов видимого оптического диапазона. Технология дорастивания в основном используется для изготовления более дорогих устройств, например светодиодов, работающих в системах связи.

В светодиодах  $\text{AlInGaP}$  в качестве запирающих слоев применяются слои  $\text{GaAs}$   $n$ -типа, которые размещаются на верхних барьерных слоях  $\text{AlInGaP}$ . Достоинство таких структур в том, что слои  $\text{AlInGaP}$  и  $\text{GaAs}$  согласованы по параметрам решеток. Для селективного жидкостного травления используют химические реагенты, разрушающие только  $\text{GaAs}$  и никак не влияющие на  $\text{AlInGaP}$  (Adachi, Oe, 1983).

В поверхностно-излучающих лазерах с вертикальными резонаторами для направления тока к активной области, расположенной между зеркалами лазера, также применяются запирающие слои. Однако для их формирования чаще используют не эпитаксиальное дорастивание,

а ионное легирование слоев кислородом или водородом. Поскольку в лазерах с контактами большой площади существенной становится величина поперечного сопротивления, глубина ионного легирования имеет конечные пределы.

## Библиографический список

- Adachi S. and Oe K. "Chemical etching characteristics of (001) GaAs" *J. Electrochem. Soc.* **130**, 2427 (1983).
- Choquette K. D., Geib K. M., Ashby C. I. H., Twesten R. D., Blum O., Hou H. Q., Follstaedt D. M., Hammons B. E., Mathes D., and Hull R. "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, 916 (1997).
- Fletcher R. M., Kuo C. P., Osentowski T. D., Huang K. H., and Craford M. G. "The growth and properties of high performance AlInGaP emitters using lattice mismatched GaP window layers" *J. Electron. Mater.* **20**, 1125 (1991a).
- Fletcher R. M., Kuo C. P., Osentowski T. D., and Robbins V. M. "Light-emitting diode with an electrically conductive window" US Patent 5,008,718 (1991b).
- Groves W. O. and Epstein A. S. "Epitaxial deposition of III-V compounds containing isoelectronic impurities" US Patent 4,001,056 (1977).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. "Process for the preparation of electroluminescent III-V materials containing isoelectronic impurities" US Patent Re. 29,648 (1978a).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. "GaAsP electroluminescent device doped with isoelectronic impurities" US Patent Re. 29,845 (1978b).
- Guo X. and Schubert E. F. "Current crowding and optical saturation effects in GaInN/GaN light-emitting diodes grown on insulating substrates" *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3337 (2001).
- Guo X., Li Y.-L., and Schubert E. F. "Efficiency of GaN/GaInN light-emitting diodes with interdigitated mesa geometry" *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1936 (2001).
- Jeon S.-R., Song Y.-H., Jang H.-J., Yang G. M., Hwang S. W., and Son S. J. "Lateral current spreading in GaN-based light-emitting diodes utilizing tunnel contact junctions" *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3265 (2001).
- Joyce W. B. and Wemple S. H. "Steady-state junction-current distributions in thin resistive films on semiconductor junctions (solutions of  $\nabla^2 \nu = \pm e$ )" *J. Appl. Phys.* **41**, 3818 (1970).
- Kuo C. P., Fletcher R. M., Osentowski T. D., Lardizabal M. C., Craford M. G., and Robins V. M. "High performance AlGaInP visible light emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2937 (1990).
- LED Museum, www.ledmuseum.org (2004).
- Moyer C. D. "Photon recycling light emitting diode" US Patent 4,775,876 (1988).
- Nishizawa J., Koike M., and Jin C. C. "Efficiency of GaAlAs heterostructure red light-emitting diodes" *J. Appl. Phys.* **54**, 2807 (1983).
- Nuese C. J., Tietjen J. J., Gannon J. J., and Gossenberger H. F. "Optimization of electroluminescent efficiencies for vapor-grown GaAsP diodes" *J. Electrochem Soc.: Solid State Sci.* **116**, 248 (1969).



- Rattier M., Bensity H., Stanley R.P., Carlin J.-F., Houdre R., Oesterle U., Smith C.J.M., Weisbuch C., and Krauss T.F. "Toward ultra-efficient aluminum oxide microcavity light-emitting diodes: Guided mode extraction by photonic crystals" *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.* **8**, 238 (2002).
- Schroder D.K. *Semiconductor Material and Device Characterization* (John Wiley and Sons, New York, 1998).
- Sugawara H., Ishakawa M., and Hatakoshi G. "High-efficiency InGaAlP/GaAs visible light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1010 (1991).
- Sugawara H., Ishakawa M., Kokubun Y., Nishikawa Y., Naritsuka S., Itaya K., Hatakoshi G., Suzuki M. "Semiconductor light-emitting device" US Patent 5,153,889, issued Oct. 6 (1992a).
- Sugawara H., Itaya K., Nozaki H., and Hatakoshi G. "High-brightness InGaAlP green light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1775 (1992b).
- Steigerwald D.A., Rudaz S.L., Thomas K.J., Lester S.D., Martin P.S., Imler W.R., Fletcher R.M., Kish Jr. F.A., Maranowski S.A. "Electrode structures for light-emitting devices" US Patent 6,307, 218 (2001).
- Thompson G.H.B. *Physics of Semiconductor Laser Devices* (John Wiley and Sons, New York, 1980).

## Глава 9

СТРУКТУРЫ С ВЫСОКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ  
ОПТИЧЕСКОГО ВЫВОДА

Поскольку полупроводники обладают высокими показателями преломления, свет, падающий на границу полупроводник-воздух под достаточно большим углом, практически полностью отражается. Из закона Снеллиуса (иногда называемого законом Снелля) можно найти величину критического угла полного внутреннего отражения. В результате полного внутреннего отражения свет как бы попадает в ловушку — локализуется внутри полупроводника. Локализованное таким образом излучение поглощается и дефектами, и активной областью, и подложкой, и всеми другими слоями.

При поглощении света подложкой электронно-дырочные пары из-за ее низкого кантового выхода рекомбинируют в основном безызлучательно. При попадании излучения в активную область часть электронно-дырочных пар рекомбинирует с излучением фотонов, а другая часть рекомбинирует также безызлучательно. Если внутренний квантовый выход активной области меньше 100%, явления перепоглощения излучения в активной области будут неминуемо снижать квантовый выход светодиода. Поглощение света на металлических контактах является еще одним механизмом снижения коэффициента оптического вывода светодиода.

Внешний квантовый выход излучения светодиода определяется произведением внутреннего квантового выхода  $\eta_{\text{int}}$  и коэффициента оптического вывода  $\eta_{\text{extract}}$ :

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{int}} \cdot \eta_{\text{extract}} \quad (9.1)$$

Отсюда видно, что коэффициент оптического вывода сильно влияет на величину к. п. д. светодиода.

9.1. Поглощение полупроводниками излучения  
с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны

Для получения высоких значений коэффициента оптического вывода светодиода и предотвращения поглощения света ширина запрещенной зоны всех полупроводниковых слоев кроме активного слоя должна быть больше энергии фотона. Этого можно достичь применением двойных гетероструктур, дополнительных слоев и других структур,

которые будут описаны далее. В этом разделе обсуждается поглощение полупроводниками излучения с энергией меньше ширины запрещенной зоны.

С первого взгляда может показаться, что полупроводник способен поглощать излучение только тогда, когда энергия фотонов больше ширины его запрещенной зоны, и что он прозрачен для фотонов с энергиями меньше этого значения. Однако в действительности полупроводник поглощает также и фотоны с энергией меньше ширины его запрещенной зоны, правда, с более низким коэффициентом поглощения.

На рис. 9.1 схематично показаны зависимости коэффициента поглощения идеального прямозонного полупроводника и реального полупроводника от энергии фотонов.

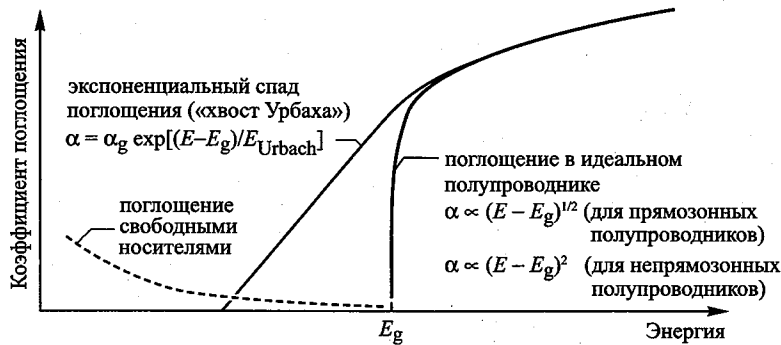


Рис. 9.1. Зависимость коэффициента поглощения полупроводника с шириной запрещенной зоны  $E_g$  от энергии фотонов. «Хвостовая» экспоненциальная часть определяет поглощение фотонов с энергиями, немного меньшими или равными  $E_g$ . При еще меньшей энергии фотоны в основном поглощаются свободными носителями

В идеальном полупроводнике зависимость коэффициента поглощения от энергии фотонов при низких температурах описывается следующими выражениями (Pankove, 1971)<sup>1)</sup>:

$$\alpha \propto (E - E_g)^{1/2} \quad \text{для прямозонных полупроводников,} \quad (9.2a)$$

$$\alpha \propto (E - E_g)^2 \quad \text{для непрямозонных полупроводников.} \quad (9.2b)$$

В идеальном полупроводнике при энергии фотонов, равной ширине его запрещенной зоны,  $E = E_g$ , коэффициент межзонного поглощения равен нулю. Интенсивность поглощения в реальном полупроводнике

<sup>1)</sup> См. русское издание книги [1].

для излучения с энергией меньше ширины запрещенной зоны описывается экспоненциально убывающей зависимостью

$$\alpha = \alpha_g \cdot \exp[(E - E_g)/E_{\text{Urbach}}], \quad (9.3)$$

где  $\alpha_g$  — экспериментально определенный коэффициент поглощения при  $E = E_g$ ,  $E_{\text{Urbach}}$  — характеристическая энергия (энергия Урбаха), определяющая насколько сильно падает коэффициент поглощения фотонов, обладающих энергией меньше ширины запрещенной зоны.

В работе Урбаха (Urbach, 1953) приведены экспериментальные данные о «хвостовых» экспоненциальных участках зависимости  $\alpha(E)$ , полученные при разных температурах. Там же показано, что характеристическая энергия приблизительно равна тепловой энергии  $kT$ . Работа Нокса (Кнох, 1963) продолжила исследования температурной зависимости хвостов  $\alpha(E)$ . Основной вывод этой работы заключается в том, что поглощение фотонов с энергией меньше ширины запрещенной зоны материала, как правило, свидетельствует об участии фононов в излучательной рекомбинации. Отсюда можно сделать заключение, что

$$E_{\text{Urbach}} = kT. \quad (9.4)$$

Однако, кроме фононной рекомбинации, поглощение фотонов с  $E < E_g$  может происходить и по другим механизмам. Например, любые флуктуации потенциала внутри структуры вызывают локальные изменения краев энергетических зон полупроводника, что приводит к флуктуациям ширины запрещенной зоны. В результате этого могут возникнуть условия для межзонных переходов с поглощением и излучением фотонов, обладающих энергией  $E < E_g$ .

Флуктуации потенциала чаще всего происходят из-за неравномерного распределения легирующих примесей и локальных изменений химического состава полупроводников, состоящих из трех или четырех компонентов.

Изменения потенциала вследствие неравномерного распределения легирующих примесей можно оценить при помощи статистического распределения Пуассона. Так, в работе Шуберта и др. (Schubert et al., 1997) для определения величины таких флуктуаций потенциала предложено использовать соотношение

$$\Delta E_{\text{Urbach}} = \frac{2e^2}{3\epsilon} \cdot \sqrt{(N_D^+ + N_A^-) \cdot \frac{r_s}{3\pi}} \cdot e^{-3/4}, \quad (9.5)$$

где  $r_s$  — радиус атома примеси<sup>1)</sup>.

Для оценки изменения потенциала из-за локальных вариаций химического состава полупроводников можно использовать биномиальное распределение. В работе Шуберта и др. (Schubert et al., 1984) для

<sup>1)</sup> См. теоретические работы [2, 3].

определения величины таких флуктуаций потенциала предложено использовать соотношение

$$\Delta E_{\text{alloy}} = \frac{dE_g}{dx} \cdot \left[ \frac{x \cdot (1-x)}{4a_0^{-3} \cdot V_{\text{exc}}} \right]^{1/2}, \quad (9.6)$$

где  $x$  — параметр химического состава тройных соединений,  $a_0$  — постоянная решетки полупроводника,  $V_{\text{exc}}$  — экситонный объем электронно-дырочной пары.

Величина энергетического показателя «хвоста Урбаха» в зависимости  $\alpha(E)$  определяется тем, какой из перечисленных выше механизмов преобладает. Энергия Урбаха бинарных соединений GaP и GaAs меньше ее значений для тройных твердых растворов типа AlGaAs и GaAsP. Величина хвоста также зависит от степени легирования полупроводника: чем сильнее легирование, тем больше энергия Урбаха.

Для фотонов с энергией намного меньше ширины запрещенной зоны преобладающим механизмом поглощения становится *поглощение фотонов свободными носителями*. При таком поглощении энергия свободных носителей возрастает, и они переходят в возбужденное состояние. Из закона сохранения квазиимпульса следует, что такое изменение состояния должно сопровождаться либо испусканием акустических или оптических фононов, либо рассеянием на примесях.

Очевидно, что интенсивность поглощения свободными носителями определяется их концентрацией. С помощью классической модели Друде для свободных электронов можно показать, что поглощение фотонов свободными носителями растет пропорционально квадрату длины волны падающего излучения (Pankove, 1971)<sup>1)</sup>. Следующие соотношения справедливы для полупроводников  $n$ - и  $p$ -типа:

$$\alpha_{fc} \propto n \cdot \lambda^2; \quad \alpha_{fc} \propto p \cdot \lambda^2. \quad (9.7)$$

Из квантовой механики известно, что коэффициент поглощения может быть пропорционален  $\lambda^{3/2}$ ,  $\lambda^{5/2}$ ,  $\lambda^{7/2}$ , в зависимости от механизма рассеяния электронов при поглощении: испускание акустических фононов, испускание оптических фононов или рассеяние на ионизированных примесях (Swaminathan, Macrander, 1991)<sup>2)</sup>.

В GaAs  $n$ - и  $p$ -типа для нахождения коэффициента поглощения свободными носителями света с длиной волны  $\lambda \approx 950$  нм, энергия квантов которого приблизительно равна ширине запрещенной зоны материала при комнатной температуре, можно воспользоваться формулой (Casey, Panish, 1978)

$$\alpha_{fc} = 3 \text{ см}^{-1} \cdot \frac{n}{10^{18} \text{ см}^{-3}} + 7 \text{ см}^{-1} \cdot \frac{p}{10^{18} \text{ см}^{-3}}. \quad (9.8)$$

<sup>1)</sup> См. русское издание книги [1].

<sup>2)</sup> См. книги [4, 5].

Из этого выражения следует, что коэффициент поглощения излучения свободными носителями для данного материала при высоких их концентрациях может быть порядка  $10 \text{ см}^{-1}$ . В табл. 9.1 приведены приблизительные значения коэффициентов поглощения света свободными носителями для нескольких типов материалов. В таблице обозначены работы  $a$  — сайт ФТИ им. А. Ф. Иоффе (Ioffe, 2002 — см. [6]),  $b$  — (Wiley, DiDomenico, 1970),  $c$  — (Casey, Panish, 1978),  $e$  — (Kim, Bonner, 1983; Wlukiwicz et al., 1980);  $d$  — результаты экстраполяции по  $\alpha_{fc} \propto n \cdot \lambda^2$ .

Таблица 9.1. Коэффициенты поглощения света свободными носителями ( $\alpha_{fc}$ ) для нескольких полупроводников  $n$ -типа

Материал	Длина волны, мкм	Концентрация электронов, $10^{18} \text{ см}^{-3}$	$\alpha_{fc}$ , $\text{см}^{-1}$
GaN	1,0	1	40 ( $a, d$ )
GaP	1,0	1	22 ( $b, d$ )
GaAs	1,0	1	3,0 ( $c$ )
InP	1,0	1,1	2,5 ( $e$ )

В светодиодах коэффициент поглощения фотонов свободными носителями влияет на интенсивность излучения через боковые грани кристалла. Этот параметр также очень важен для светодиодов с кристаллами, выращенными на прозрачных полупроводниковых подложках. Поскольку толщина таких подложек обычно больше 100 мкм, при высоких концентрациях легирующих примесей поглощение фотонов свободными носителями в них будет существенно снижать мощность выходного излучения. При низких концентрациях примесей у этих подложек резко повышается сопротивление. Поэтому надо очень аккуратно подходить к заданию уровня легирования прозрачных подложек. Для тонких слоев с небольшой длиной оптического пути влияние поглощения фотонов свободными носителями очень мало.

## 9.2. Двойные гетероструктуры

Практически все современные светодиоды изготавливают на основе двойных гетероструктур. Такие структуры состоят из двух пассивных барьерных слоев и одного активного слоя. На рис. 9.2 представлена зонная диаграмма двойной гетероструктуры. Ширина запрещенной зоны активного слоя всегда меньше ширины запрещенной зоны барьерных слоев. В результате этого пассивные области *прозрачны* для излучения, исходящего из активной области. Поскольку пассивные слои,

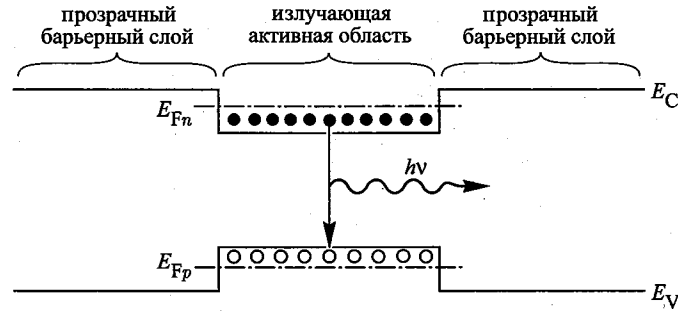


Рис. 9.2. Двойная гетероструктура с оптически прозрачными барьерными слоями. Из-за высокой концентрации носителей в активной области, являющейся причиной смещения края фундаментального поглощения (эффект Бурштейна–Мосса), перепоглощение излучения в активной области светодиода маловероятно

как правило, имеют сравнительно небольшую толщину, их практически всегда можно считать абсолютно прозрачными.

Перепоглощением света в активной области в месте инжекции носителей тока, расположенной под верхним контактом, можно также пренебречь. Поскольку ток носителей в активную область, как правило, имеет большую плотность, квазиуровни Ферми для электронов и дырок поднимаются к краям соответствующих зон, что и показывает рис. 9.2. Поэтому при больших значениях инжекционного тока активная область прозрачна для излучения с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны.

Однако следует отметить, что равновесное состояние в активной области достигается в местах достаточно удаленных от места инжекции тока. Именно в этих участках возможно поглощение излучения, генерируемого здесь же в активной области. Для компенсации оптических потерь из-за перепоглощения излучения внутри активной области эти места должны обладать как можно более высоким внутренним квантовым выходом излучения.

### 9.3. Светодиоды с кристаллами разной геометрии

Многочисленное отражение излучения внутри полупроводников с высокими показателями преломления является одной из наиболее важных проблем, с которой приходится сталкиваться при разработке мощных светодиодов.

На рис. 9.3 показан пример излучения, локализованного внутри полупроводника. По закону Снеллиуса луч света, испущенный в активной области, может подвергнуться полному внутреннему отражению. В случае высоких показателей преломления угол полного внутреннего

отражения можно оценить при помощи следующего приближенного соотношения:

$$\alpha_c = \bar{n}_s^{-1}, \quad (9.9)$$

где  $\bar{n}_s$  — показатель преломления полупроводника. Критический угол  $\alpha_c$  здесь выражается в радианах. Для материалов с высокими показателями преломления критические углы невелики. Например, при показателе 3,3, критический угол полного внутреннего отражения равен всего 17°. Поэтому в данном случае большая часть испускаемого активной областью излучения оказывается локализованной внутри полупроводника. Это локализованное излучение, как правило, поглощается толстой подложкой. Из-за низкого качества и малой эффективности подложки поглощение локализованных в ней фотонов чаще всего сопровождается безызлучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар.

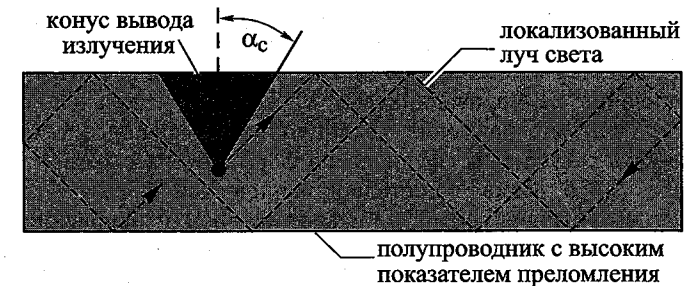


Рис. 9.3. Если угол конуса вывода излучения больше угла  $\alpha_c$ , локализованный внутри полупроводника в форме прямоугольного параллелепипеда луч света не имеет возможности выйти наружу из-за полного внутреннего отражения

С этой проблемой разработчики столкнулись в 1960-х гг., когда проектировали первые светодиоды. Тогда же поняли, что в этих вопросах форма кристалла играет очень важную роль. Оптимальными являются сферические светодиоды с точечными излучающими областями, расположенными в их центре. На рис. 9.4, а показан светодиод такой формы. Лучи света, испускаемые точечной активной областью, падают на границу раздела полупроводник–воздух под прямым углом. Поэтому в таких светодиодах не проявляется полное внутреннее отражение. Однако следует отметить, что, если на сфере светодиода нет антиотражающего покрытия, на границе раздела полупроводник–воздух происходит отражение лучей света, известное как отражение Френеля.

Светодиоды с полусферическим куполом, как и других форм, например в виде перевернутого усеченного конуса, по сравнению с обычными конструкциями, например в форме прямоугольного параллелепипеда, обладают более высокими коэффициентами оптического вывода излучения (Carr, Pittman, 1963; Carr, Newman, 1964; Loebner, 1973).

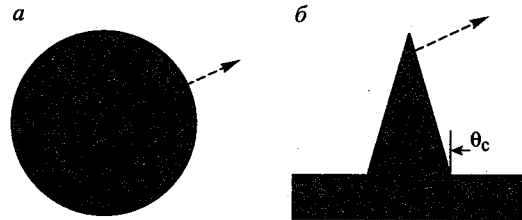


Рис. 9.4. Примеры светодиодов разной геометрической формы, обладающих высокими значениями коэффициентов оптического вывода: а — сферический светодиод с точечной светозлучающей областью в центре; б — конический светодиод

Однако такие светодиоды очень дороги в изготовлении, и поэтому их никто не выпускает.

К сожалению, сферические светодиоды с точечными источниками излучения в центре также оказались весьма непрактичными устройствами. Это связано с тем, что технология изготовления полупроводников по существу является *планарной*, поскольку для эпитаксиального выращивания полупроводниковых материалов используют плоские подложки. Поэтому, применяя традиционные планарные технологии, изготавливать светодиоды сферической формы очень сложно.

На рис. 9.4, б показан светодиод конической формы. Излучение выводится из активной области, расположенной у основания конуса или немного ниже его. Лучи, падающие на границу конус–воздух, либо пересекают ее, либо проходят обратно через конус. При прохождении через конус лучи многократно отражаются от его поверхности. Это приводит к тому, что при попадании на границу полупроводник–воздух их угол выхода становится гораздо больше первоначального. Поэтому лучи покидают конус практически под прямым углом к его поверхности. Однако светодиоды с такой интересной концепцией также очень дороги в изготовлении.

Из сказанного ясно, почему большинство светодиодов имеют кристалл в форме прямоугольного параллелепипеда, показанный на рис. 9.5, а. Кристаллы такой формы получают при продольной резке подложек вдоль их естественных плоскостей. Рассматриваемые светодиоды имеют шесть конусов вывода излучения: два перпендикулярных и четыре параллельных поверхности подложки. Излучение нижнего конуса поглощается подложкой, если ширина ее запрещенной зоны меньше, чем запрещенной зоны активной области. Излучение четырех параллельных поверхности конусов также частично поглощается подложкой. Верхний металлический контакт без использования толстого слоя растекания тока преграждает путь излучению из верхнего конуса. Поэтому светодиод простой прямоугольной формы обладает низким коэффициентом оптического вывода. Однако его неоспоримым достоинством является низкая стоимость изготовления.

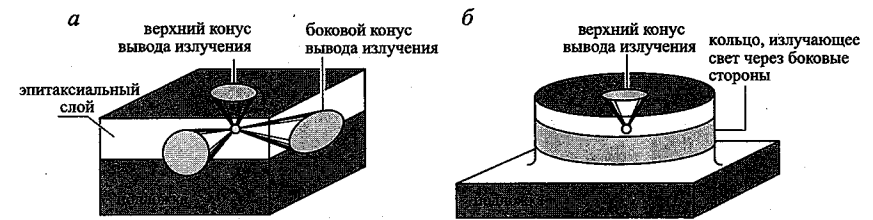


Рис. 9.5. Примеры светодиодов различной формы: а — кристалл светодиода в форме прямоугольного параллелепипеда с шестью конусами вывода излучения; б — кристалл светодиода цилиндрической формы с верхним конусом вывода излучения и кольцом, излучающим свет через боковые стороны

На рис. 9.5, б показан светодиод цилиндрической формы. По сравнению со светодиодами кубической формы такие светодиоды обладают более высокими значениями коэффициента оптического вывода. Излучающее кольцо заменяет четыре конуса, параллельных поверхности подложки, что и приводит к существенному повышению этого коэффициента. Однако при изготовлении цилиндрического светодиода технологический процесс по сравнению с формированием прямоугольных светодиодов увеличивается на одну стадию — стадию травления.

Светодиод в форме *перевернутой усеченной пирамиды* является примером светодиода с кристаллом (Krames et al., 1999)<sup>1)</sup>. На рис. 9.6 представлена структура и фотография светодиода AlInGaP/GaP такого вида. Траектории лучей показывают, как излучение, возбужденное в активной области светодиода, выходит за пределы полупроводникового кристалла, подвергаясь однократным или многократным внутренним отражениям. Форма светодиода в виде перевернутой усеченной пирамиды уменьшает среднюю длину пути фотона внутри кристалла, снижая тем самым внутренние оптические потери.

Выбранная геометрическая форма светодиода позволяет минимизировать длину пути лучей внутри кристалла. Для обеспечения максимальной вероятности выхода фотонов за пределы полупроводника геометрические параметры светодиода рассчитывали при помощи специальных компьютерных программ, моделирующих траектории лучей. Светодиоды в форме перевернутых усеченных пирамид — мощные устройства с большой площадью *p-n*-перехода: 500 мкм × 500 мкм. Их световая отдача часто превышает 100 лм/Вт — в настоящее время максимально достижимый уровень<sup>2)</sup>.

На рис. 9.7 показана зависимость внешнего квантового выхода пирамидальных светодиодов от тока (Krames et al., 1999). Пик све-

<sup>1)</sup> Выпускаемые промышленно светодиоды на основе гетероструктур InGaN/SiC имеют форму пирамиды с пьедесталом (фирменное название "Aton", Osram, 2001).

<sup>2)</sup> В последних публикациях достигнута световая отдача 150 лм/Вт [7, 8].

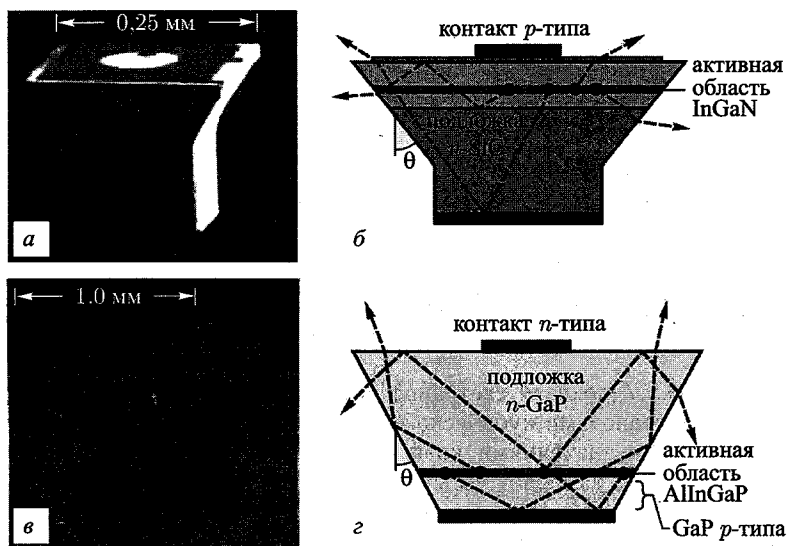


Рис. 9.6. Устройства в форме усеченной пирамиды: *a* — синий излучатель InGaN на подложке SiC (промышленное название «Aton»); *b* — схема хода лучей, демонстрирующую увеличение вывода излучения; *c* — фотография светодиода AlInGaP/GaP; *d* — схема СД, иллюстрирующая повышение его коэффициента оптического вывода (Osgam, 2001; Krames et al., 1999)

товой отдачи 102 лм/Вт получен для светодиода оранжевого цвета,  $\lambda \approx 610$  нм), при токе 100 мА. Это больше световой отдачи большинства люминесцентных (50–104 лм/Вт) и всех металлогалогенных (68–95 лм/Вт) ламп высокого давления. Для желтого цвета свечения,  $\lambda \approx 598$  нм, световая отдача пирамидальных светодиодов составляет 68 лм/Вт. Это значение сравнимо со световой отдачей 50-ваттных натриевых газоразрядных ламп высокого давления. Квантовый выход светодиодов пирамидальной формы красного цвета свечения,  $\lambda \approx 650$  нм), равняется 55% от максимального. При работе в импульсном режиме (со скважностью 100) квантовый выход рассматриваемых светодиодов составляет 60,9% от максимального (на рис. 9.7 данные не приведены), что соответствует нижней границе коэффициента оптического вывода для устройств данного типа.

Светодиодные кристаллы в форме прямоугольных параллелепипедов и цилиндров, как правило, изготавливают по технологии пошаговой обработки одной пластины. Светодиодные кристаллы в форме перевернутой усеченной пирамиды производят несколько отличающимся пошаговым методом — пошаговой резкой. Стоимость изготовления светодиодов по технологии пошаговой обработки одной пластины является минимальной по сравнению со всеми остальными методами.

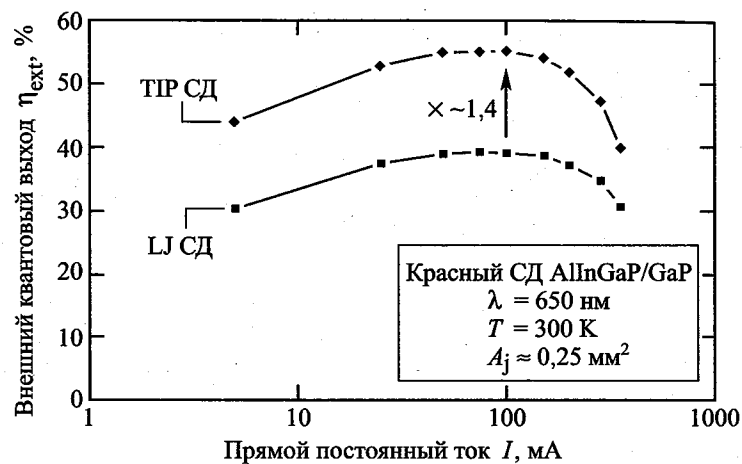


Рис. 9.7. Зависимость внешнего квантового выхода излучения от тока для светодиода красного цвета свечения (650 нм), имеющего форму перевернутой усеченной пирамиды (TIP), и светодиода с большой площадью *p-n*-перехода, смонтированного в корпусе мощной лампы (LJ). Коэффициент оптического вывода светодиода TIP превысил аналогичный показатель светодиода LJ в 1,4 раза и при 100 мА составил 55% от максимального значения внешнего квантового выхода (Krames et al., 1999)

В работах Шмида и др. (Schmid et al., 2000, 2001, 2002) для повышения коэффициента оптического вывода светодиодов предложено использовать конические элементы. Показано, что при применении таких элементов в инфракрасных светодиодах GaAs возможно улучшение внешнего квантового выхода до 50%. Однако эти диоды обладают довольно низкой мощностью излучения, что связано с требованиями к площади поверхности конуса вывода излучения, из-за которых область инжекции становится намного меньше общей площади светодиода.

#### 9.4. Применение полупроводников с текстурированной поверхностью

Другим эффективным способом повышения коэффициента оптического вывода светодиодов является применение *полупроводников с шероховатой или текстурированной поверхностью*. В работах Шнитцера и др. (Schnitzer et al. 1993) и Виндиша и др. (Windisch et al., 1999, 2000, 2001, 2002) было показано, что для инфракрасных светодиодов GaAs при применении таких материалов возможно улучшение внешнего квантового выхода до 50%. В работе Зинцингера и Янса (Sinzinger, Jahns, 1999) подробно обсуждаются свойства полу-

проводников с микроструктурированными поверхностями и способы их изготовления<sup>1)</sup>.

После первоначальных положительных сообщений об улучшении коэффициента вывода в светодиодах с текстурированными поверхностями, оптимизм разработчиков несколько снизился, поскольку выяснилось, что в процессе размещения полупроводниковых кристаллов в полимерном корпусе все эти преимущества теряются и только бескорпусные диоды данного типа показывают усиление интенсивности излучения.

Позднее появилось еще несколько сообщений об увеличении коэффициента вывода излучения в светодиодах на основе GaN с сильно текстурированными поверхностями, получаемыми методом жидкостного химического травления. До этого в течение многих лет считалось, что GaN не поддается жидкостному травлению никакими химическими реагентами. Однако было показано (Stocker et al., 1998a), что, хотя грань с кристалла GaN действительно не поддается травлению, на грани *a* и *m* можно воздействовать многими химическими реагентами, например горячими растворами KOH и H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>. Было также показано (Stocker et al., 1998b, 2000), что указанные реагенты по своей природе являются органическими кристаллами. Именно это обстоятельство позволяет им создавать пирамидальные структуры, сглаживающие поверхности на атомном уровне до состояния, пригодного для изготовления лазеров. Формировать существенные шероховатости на поверхностях кристаллов GaN можно методами жидкостного химического и фотоэлектрохимического травления. На рис. 9.8 показан микроснимок поверхности GaN с большой шероховатостью (Haerle, 2004).

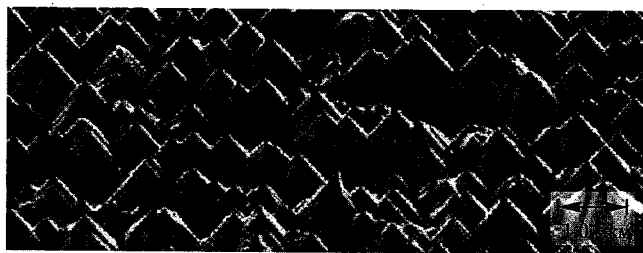


Рис. 9.8. Фотография сильно текстурированной поверхности GaN, полученная при помощи электронного микроскопа (Haerle, 2004)

На рис. 9.9 показано увеличение интенсивности излучения светодиода InGaN с сильно выраженной текстурой поверхности (см. рис. 9.8), связанное с ростом коэффициента оптического вывода (Haerle, 2004). Утверждается, что полученное увеличение выходной мощности составляет ~ 40–50%. Аналогичные результаты были описаны и в других

<sup>1)</sup> См. также [9].

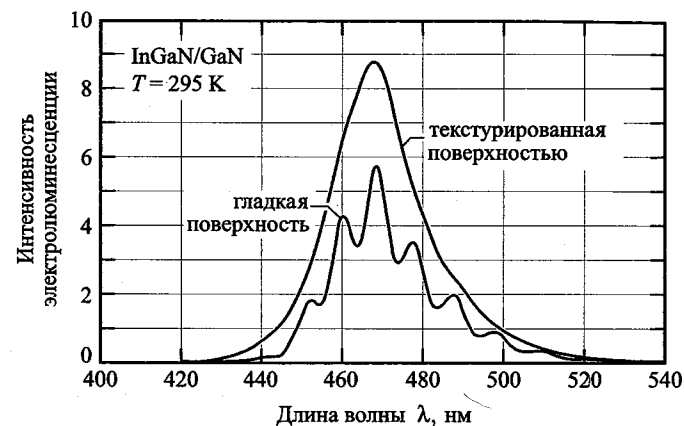


Рис. 9.9. Спектры излучения светодиодов InGaN голубого свечения с текстурированной поверхностью и без нее. На спектре диода с гладкой поверхностью наблюдается интерференционная модуляция, связанная с формированием в его структуре резонатора Фабри–Перо (Haerle, 2004)

работах (Gao et al., 2004; Fujii et al., 2004). Из рис. 9.9 также следует, что интерференционные структуры, наблюдаемые в спектрах светодиодов GaN с гладкими поверхностями, практически полностью отсутствуют в диодах с текстурированными слоями. Наличие на спектральной характеристике интерференционной модуляции связано с формированием в структуре светодиода резонатора Фабри–Перо, отражателями которого являются границы раздела GaN — воздух и сапфир — GaN (Billeb et al., 1997)<sup>1)</sup>.

На рис. 9.10 представлены схемы волноводов с гладкой, слабо текстурированной и сильно текстурированной поверхностью. Рис. 9.10, *a* соответствует волноводу с зеркальной поверхностью, за пределы которого оптические моды выйти не могут. В волноводе с сильно текстурированной (ламбертовой или диффузной) поверхностью (рис. 9.10, *в*) при каждом взаимодействии световой волны с поверхностью пределы волновода покидают один или несколько фотонов. Промежуточный случай показан на рис. 9.10, *б*. Поскольку интенсивность выходящего с поверхности излучения зависит от степени ее шероховатости, желательно уметь количественно оценивать этот параметр. Способ количественной оценки рассеивающей способности различных поверхностей будет обсуждаться в гл. 10.

При изучении поверхностей кристаллов из InGaN при помощи электронного микроскопа было выявлено, что сильно текстурированные поверхности имеют *белый* цвет (Nichia, 2005). По этому признаку мож-

<sup>1)</sup> См. также [10, 11].

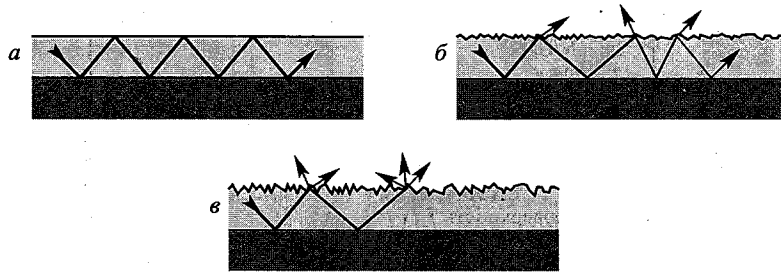


Рис. 9.10. Схемы волноводов с гладкой (а), слабо текстурированной (б) и сильно текстурированной (в) поверхностью. Для первого типа волноводов характерно зеркальное отражение световых волн, для третьего типа — сильное рассеяние, а для второго типа — смесь рассеяния и отражения

но определять диффузные поверхности, характеризующиеся сильным рассеянием.

### 9.5. Применение контактов разной геометрической формы

К верхним контактам предъявляются довольно строгие требования. Как правило, верхний контакт в светодиоде играет роль площадки для приваривания соединительной проволоки. Эта площадка часто имеет круглую форму и диаметр 100 мкм. В то же время верхний контакт должен обеспечивать омическую связь со слоем растекания тока и иметь малое сопротивление.

На рис. 9.11 показаны примеры верхних контактов разной формы. Рис. 9.11, а представляет самую простую форму контакта. Контакт на рис. 9.11, б обеспечивает более равномерное распределение тока над всей площадью активной области. Отметим, что для предотвращения поверхностной рекомбинации к краям кристалла светодиода должен идти лишь незначительный ток.

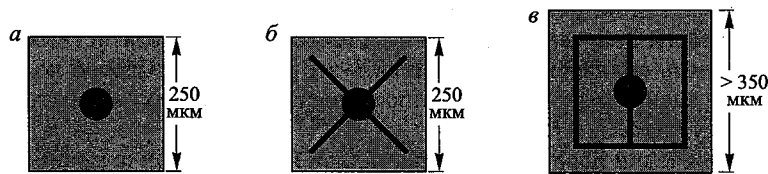


Рис. 9.11. Вид сверху кристалла светодиода с верхним контактом в форме: а — круга, одновременно играющего роль площадки для разварки соединительной проволоки, б — перекрестия с кругом для соединительной площадки; в — типовая форма контакта для светодиодных кристаллов большой площади

Для светодиодных кристаллов большой площади формы контактов, показанные на рис. 9.11, а и б не годятся, поскольку они не могут обеспечить равномерное распределение тока. Для таких светодиодов можно использовать контакты, изображенные на рис. 9.11, в.

Площадь верхних контактов стремятся делать как можно меньшей, чтобы их непрозрачные участки не затрудняли выход излучения из активной области. Однако сопротивление контактов непосредственно связано с их площадью, поэтому площадь верхнего контакта нельзя уменьшать до бесконечности.

### 9.6. Технология выращивания светодиодов на прозрачных подложках

Светодиоды видимого спектра  $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ , работающие на длинах волн в диапазоне 560–660 нм, обычно выращивают на подложках GaAs. При этом параметры решеток материала светодиода и подложки согласованы друг с другом. Поскольку при комнатной температуре ширина запрещенной зоны GaAs  $E_g = 1,424$  эВ ( $\lambda_g = 870$  нм), толстые подложки GaAs поглощают часть света рабочих длин волн, излучаемого в их сторону. Поэтому светодиоды AlInGaP/GaAs, выращенные на подложках GaAs, обладают низкими коэффициентами оптического вывода света.

Коэффициент оптического вывода в светодиодах AlInGaP может быть существенно повышен удалением подложки GaAs и соединением эпитаксиального слоя AlInGaP с подложкой GaP (Kish et al., 1994). GaP — непрямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны  $E_g = 2,24$  эВ ( $\lambda_g = 553$  нм). Поэтому он не поглощает свет с  $\lambda > 553$  нм, излучаемый активной областью AlInGaP.

На рис. 9.12 схематично показана технология изготовления светодиода AlInGaP на подложке GaP. Сначала методом эпитаксии металлоорганических соединений из газовой фазы на подложке GaAs выращивается двойная гетероструктура AlInGaP. После этого на верхней поверхности гетероструктуры методом эпитаксии из газовой фазы с использованием хлоридов выращивается толстый слой растекания тока GaP (~ 50 мкм). Такая технология выращивания — недорогой метод формирования толстых эпитаксиальных слоев. Следующий этап заключается в химическом удалении подложки GaAs методом селективного жидкостного травления (Adachi, Oe, 1983; Kish et al., 1994). Во время удаления подложки GaAs толстый слой растекания тока GaP играет роль механической опоры для тонкой двойной гетероструктуры. После этого гетероструктура со слоем GaP скрепляется с подложкой GaP.

Процесс соединения двух пластин требует высокой степени чистоты поверхностей, отсутствия каких-либо частиц между пластинами и удаления с поверхностей окислов. Зазор между двумя пластинами часто заполняется специальным клеем. При вращении пластин с высокой ско-



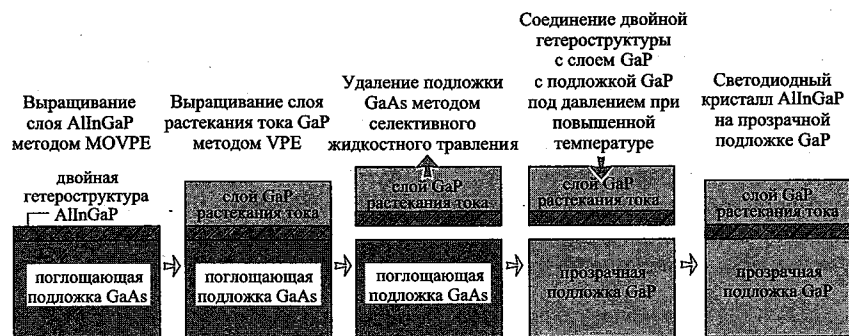


Рис. 9.12. Схема процесса изготовления светодиодного кристалла AlInGaP на прозрачной подложке GaP. После удаления подложки GaAs повышается температура и двойная гетероструктура со слоем GaP под давлением прижимается к подложке GaP, в результате чего формируется единая структура кристалла светодиода (Kish et al., 1994)

ростью этот клей выдавливается наружу. В работах Киша и др. и Хефлера и др. (Kish et al., 1995; Hoefler et al., 1996) описана технология соединения пластин AlInGaP и GaP, применяемая для подложек GaP диаметром 50 мм (два дюйма). В этой технологии используется одноосное давление при повышенных температурах (750–1000 °C) (Hoefler et al., 1996). Показано (Kish et al., 1995), что качество проводящей области на границе раздела двух пластин сильно зависит от выравнивания на кристаллографическом уровне соединяемых пластин, а не от согласования их кристаллических решеток. Отмечено, что при одновременном вращении пластин кристаллографические ориентации их поверхностей должны оставаться согласованными. Описанная технология используется в серийном производстве светодиодов AlInGaP/GaP, работающих при низких прямых напряжениях (~ 2,2 В). По надежности такие светодиоды сравнимы со светодиодами AlInGaP/GaAs. Обычно технологии склеивания пластин патентованы и неизвестны широкому кругу.

Прямое напряжение является важной характеристикой светодиодов, изготовленных по технологии соединения пластин. Низкие значения напряжения свидетельствуют об отсутствии промежуточных оксидных слоев и формировании полноценной химической связи между двумя полупроводниковыми пластинами. На рис. 9.13 показаны вольтамперные характеристики двух выпускаемых промышленностью светодиодов AlInGaP — на поглощающей излучение подложке и на прозрачной подложке. Видно, что светодиод на прозрачной подложке обладает более высокими значениями прямого напряжения и последовательного сопротивления по сравнению со светодиодом на поглощающей подложке.

Более высокое напряжение у светодиодов на прозрачных подложках можно объяснить омическими потерями либо на границе раздела меж-

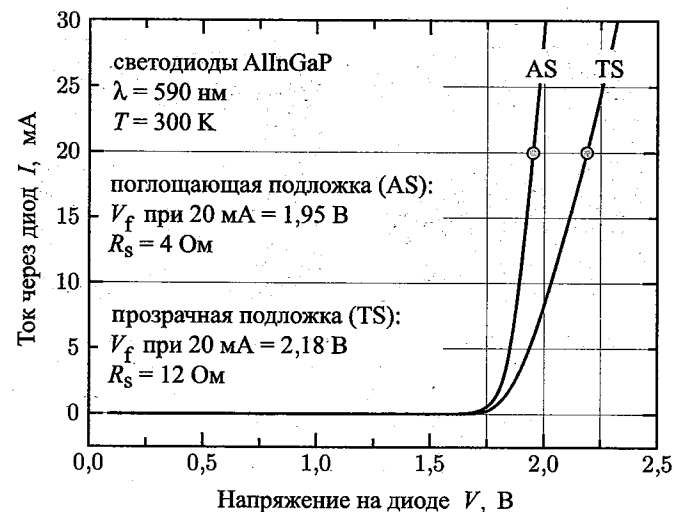


Рис. 9.13. Вольтамперные характеристики, значения прямого напряжения и последовательного сопротивления светодиодов AlInGaP на подложках GaP и GaAs

ду пластинами, либо в подложке GaP. Для минимизации поглощения на свободных носителях концентрацию легирующих примесей  $n$ -типа в подложке GaP стремятся поддерживать умеренно низкой.

На рис. 9.14 для сравнения приведены микроснимки двух светодиодов AlInGaP: на прозрачной GaP и поглощающей GaAs подложках. В светодиодах второго типа подложка выглядит более темной, чем в светодиодах первого типа. Внешний квантовый выход светодиодов AlInGaP/GaP в 1,5–3,0 раза выше, чем светодиодов AlInGaP/GaAs.

## 9.7. Антиотражающие оптические покрытия

Антиотражающие AR (просветляющие) покрытия часто используют в светодиодах для систем связи с целью снижения френелевского отражения на границе раздела полупроводник–воздух. При нормальном падении лучей на поверхность раздела коэффициент отражения излучения определяется выражением

$$R = \frac{(\bar{n}_s - \bar{n}_{\text{air}})^2}{(\bar{n}_s + \bar{n}_{\text{air}})^2}, \quad (9.10)$$

где  $\bar{n}_s$  и  $\bar{n}_{\text{air}}$  — показатели преломления полупроводника и воздуха.

Нормальное падение лучей при использовании антиотражающего покрытия позволяет уменьшить френелевское отражение на границе

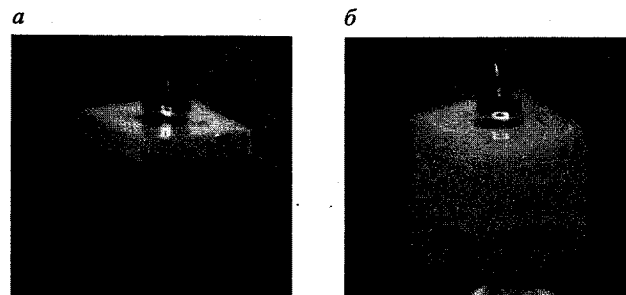


Рис. 9.14. AlInGaP-светодиод желтого свечения с GaP слоем растекания тока на поглощающей GaAs подложке (а); AlInGaP-светодиод желтого свечения с GaP-слоем растекания тока на прозрачной GaP-подложке (б). В структуре светодиода второго типа между подложкой и активным слоем можно разглядеть клей на основе эпоксидной смолы с добавлением серебра (Kish, Fletcher, 1997)

полупроводник-воздух почти до нуля. При этом покрытие должно обладать толщиной и показателем преломления:

$$\lambda/4 = \lambda_0/(4\bar{n}_{AR}), \quad \bar{n}_{AR} = \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_{air}}. \quad (9.11)$$

На рис. 9.15 показано антиотражающее покрытие с оптимальными толщиной и показателем преломления, а в табл. 9.2 приведены показатели преломления и диапазоны прозрачности нескольких типов антиотражающих покрытий (Palic, 1998).

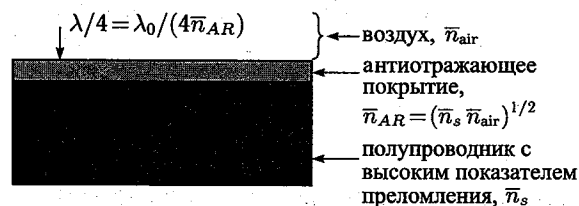


Рис. 9.15. Антиотражающее покрытие с оптимальными толщиной и показателем преломления

## 9.8. Монтаж светодиодов методом перевернутых кристаллов

Для светодиодов с двумя верхними контактами, например InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках, используют два типа монтажа: с нормальным расположением кристаллов (эпитаксиальный слой сверху) и с перевернутыми кристаллами. Монтаж методом перевернутых кристаллов (флип-чип-монтаж), при котором кристалл

Таблица 9.2. Показатели преломления и диапазоны прозрачности некоторых диэлектриков — антиотражающих покрытий

Диэлектрик	Показатель преломления	Прозрачности, мкм
SiO <sub>2</sub>	1,45	> 0,15
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1,76	> 0,15
TiO <sub>2</sub>	2,50	> 0,35
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	2,00	> 0,25
ZnS	2,29	> 0,34
CaF <sub>2</sub>	1,43	> 0,12

крепится при помощи паяных столбиков-выводов, гораздо дороже обычного монтажа светодиодов, когда пластины верхних контактов развариваются проволочками. Достоинство монтажа светодиодов с перевернутыми кристаллами заключается в том, что металлические контакты кристаллов не мешают выводу света, излучаемого активной областью.

В светодиодах с нормальным расположением кристаллов большая площадь верхнего контакта *p*-типа приводит к равномерному распределению тока по активной области, но одновременно с этим она препятствует выводу света. Последнюю проблему можно решить с помощью монтажа методом перевернутых кристаллов. Это особенно важно при проектировании мощных светодиодов.

## Библиографический список

- Adachi S. and Oe K. "Chemical etching characteristics of (001) GaAs" *J. Electrochem. Soc.* **130**, 2427 (1983).
- Billeb A., Grieshaber W., Stocker D., Schubert E. F., and Karlicek R. F. Jr. "Microcavity effects in GaN epitaxial layers" *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2790 (1997).
- Carr W. N. and Pittman G. E. "One-Watt GaAs *p-n*-junction infrared source" *Appl. Phys. Lett.* **3**, 173 (1963).
- Casey Jr. H. C. and Panish M. B. *Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles* pp. 46, 47, and 175 (Academic Press, San Diego, 1978).
- Franklin A. R. and Newman R. "Shaped electroluminescent GaAs diodes" *J. Appl. Phys.* **35**, 1153 (1964).
- Fujii T., Gao Y., Sharma R., Hu E. L., DenBaars S. P., and Nakamura S. "Increase in the extraction efficiency of GaN-based light-emitting diodes via surface roughening" *Appl. Phys. Lett.* **84**, 855 (2004).
- Gao Y., Fujii T., Sharma R., Fujito K., DenBaars S. P., Nakamura S., and Hu E. L. "Roughening hexagonal surface morphology on laser lift-off (LLO) N-face

- GaN with simple photo-enhanced chemical wet etching" *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, L 637 (2004).
- Haerle V. "Naturally textured GaN surface" *China Hi-Tech Fair (CHTF)* Shenzhen, China, October 12–17 (2004).
- Haitz R. "Light-emitting diode with diagonal faces" US Patent 5,087,949 (1992).
- Hoefler G. E., Vanderwater D. A., DeFevere D. C., Kish F. A., Camras M. D., Steranka F. M., and Tan I.-H. "Wafer bonding of 50-mm diameter GaP to AlGaInP–GaP light-emitting diode wafers" *Appl. Phys. Lett.* **69**, 803 (1996).
- Ioffe Institute (Saint Petersburg, Russia) database on compound semiconductors available at [www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/](http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/) (2002).
- Kim O. K. and Bonner W. A. "Infrared reflectance and absorption of n-type InP" *J. Electron. Mater.* **12**, 827 (1983).
- Kish F. A. and Fletcher R. M. "AlGaInP light-emitting diodes" in *High Brightness Light-Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, Semiconductors and Semimetals **48** (Academic, San Diego, 1997).
- Kish F. A., Steranka F. M., DeFevere D. C., Vanderwater D. A., Park K. G., Kuo C. P., Osentowski T. D., Peanasky M. J., Yu J. G., Fletcher R. M., Steigerwald D. A., Craford M. G., and Robbins V. M. "Very high-efficiency semiconductor wafer-bonded transparent-substrate  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaP}$  light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2839 (1994).
- Kish F. A., Vanderwater D. A., Peanasky M. J., Ludowise M. J., Hummel S. G., and Rosner S. J. "Low-resistance ohmic conduction across compound semiconductor wafer-bonded interfaces" *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2060 (1995).
- Knox R. S. *Theory of Excitons* (Academic Press, New York, 1963).
- Krames M. R., Ochiai-Holcomb M., Höfler G. E., Carter-Coman C., Chen E. I., Tan I.-H., Grillot P., Gardner N. F., Chui H. C., Huang J.-W., Stockman S. A., Kish F. A., Craford M. G., Tan T. S., Kocot C. P., Hueschen M., Posselt J., Loh B., Sasser G., and Collins D. "High-power truncated-inverted-pyramid  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaP}$  light-emitting diodes exhibiting > 50% external quantum efficiency" *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2365 (1999).
- Loebner E. E. "The future of electroluminescent solids in display applications" *Proc. IEEE* **61**, 837 (1973).
- Nichia Corporation. Визуальный осмотр поверхности микросхемы GaN-СД показал, что она белая, т. е. диффузная (2005).
- O'Shea J. J., Camras M. D., Wynne D., and Hoefler G. E. "Evidence for voltage drops at misaligned wafer-bonded interfaces of AlGaInP light-emitting diodes by electrostatic force microscopy" *J. Appl. Phys.* **90**, 4791 (2001).
- Osram Opto Semiconductors Corporation, Regensburg, Germany "Osram Opto enhances brightness of blue InGaN-LEDs" Press Release (January 2001).
- Palik E. D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, San Diego, 1998).
- Pankove J. I. *Optical Processes in Semiconductors* p. 75 and section on Urbach tail (Dover, New York, 1971).
- Schmid W., Eberhard F., Jager R., King R., Joos J., and Ebeling K. "45% quantum-efficiency light-emitting diodes with radial outcoupling taper" *Proc. SPIE* **3938**, 90 (2000).

- Schmid W., Scherer M., Jager R., Strauss P., Streubel K., and Ebeling K. "Efficient light-emitting diodes with radial outcoupling taper at 980 and 630 nm emission wavelength" *Proc. SPIE* **4278**, 109 (2001).
- Schmid W., Scherer M., Karnutsch C., Pobl A., Wegleiter W., Schad S., Neubert B., and Streubel K. "High-efficiency red and infrared light-emitting diodes using radial outcoupling taper" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 256 (2002).
- Schnitzer I., Yablonovitch E., Caneau C., Gmitter T. J., and Scherer A. "30% external quantum efficiency from surface-textured, thin-film light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2174 (1993).
- Schubert E. F., Goebel E. O., Horikoshi Y., Ploog K., and Queisser H. J. "Alloy broadening in photoluminescence spectra of AlGaAs" *Phys. Rev. B* **30**, 813 (1984).
- Schubert E. F., Goepfert I. D., Grieshaber W., and Redwing J. M. "Optical properties of Si-doped GaN" *Appl. Phys. Lett.* **71**, 921 (1997).
- Sinzinger S. and Jahns J. *Microoptics* (Wiley-VCH, New York, 1999).
- Stocker D. A., Schubert E. F., and Redwing J. M. "Crystallographic wet chemical etching of GaN" *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2654 (1998a).
- Stocker D. A., Schubert E. F., Grieshaber W., Boutros K. S., and Redwing J. M. "Facet roughness analysis for InGaN/GaN lasers with cleaved facets" *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1925 (1998b).
- Stocker D. A., Schubert E. F., and Redwing J. M. "Optically pumped InGaN/GaN lasers with wet-etched facets" *Appl. Phys. Lett.* **77**, 4253 (2000).
- Swaminathan V. and Macrander A. T. *Materials Aspects of GaAs and InP Based Structures* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1991).
- Urbach F. "The long-wavelength edge of photographic sensitivity of the electronic absorption of solids" *Phys. Rev.* **92**, 1324 (1953).
- Walukiewicz W., Lagowski J., Jastrzebski L., Rava P., Lichtensteiger M., Gatos C. H., and Gatos H. C. "Electron mobility and free-carrier absorption in InP; determination of the compensation ratio" *J. Appl. Phys.* **51**, 2659 (1980).
- Wiley J. D. and DiDomenico Jr. M. "Free-carrier absorption in n-type GaP" *Phys. Rev. B* **1**, 1655 (1970).
- Windisch R., Schoberth S., Meinschmidt S., Kiesel P., Knobloch A., Heremans P., Dutta B., Borghs G., and Doehler G. H. "Light propagation through textured surfaces" *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **1**, 512 (1999).
- Windisch R., Dutta B., Kuijk M., Knobloch A., Meinschmidt S., Schoberth S., Kiesel P., Borghs G., Doehler G. H., and Heremans P. "40% efficient thin-film surface textured light-emitting diodes by optimization of natural lithography" *IEEE Trans. Electron Dev.* **47**, 1492 (2000).
- Windisch R., Rومان C., Kuijk M., Borghs G., and Heremans P. "Impact of texture-enhanced transmission on high-efficiency surface-textured light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2315 (2001).
- Windisch R., Rومان C., Dutta B., Knobloch A., Borghs G., Doehler G. H., and Heremans P. "Light-extraction mechanisms in high-efficiency surface-

textured light-emitting diodes" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 248 (2002).

### Дополнение редактора

1. Панков Ж. И. Оптические процессы в полупроводниках. — М.: Мир, 1973.
2. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Г., Миронов А. Г., Эндерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. — М.: Наука, 1981. 310 с.
3. Ясиевич И. Н. и др., ФТП.
4. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977, 1988 (2-е изд.), гл. 18.
5. Юнович А. Э. Оптические явления в полупроводниках. — М.: Изд-во МГУ, 1988 (часть 1); 1991 (часть 2).
6. Сайт ФТИ им. А. Ф. Иоффе (параметры полупроводниковых соединений) [www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/](http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/) (2002).
7. Nagukawa Y., Narita J., Sakamoto T., Deguchi K., Yamada T., T. Mukai // *Jap. Journ. Appl. Phys.*, 2006. Vol. 45, № 41. P. L1084–L1086.
8. Сайт фирмы «Кри» [http://www.cree.com/press/press\\_detail.asp?i=1150834953712](http://www.cree.com/press/press_detail.asp?i=1150834953712).
9. Коган Л. М. Светодиодные осветительные приборы // *Светотехника*, 2002. № 5. С. 16–20.
10. Кудряшов В. Е., Туркин А. Н., Юнович А. Э., Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И. // ФТП. 1999. Т. 33, № 4. С. 445–450.
11. Бадгутдинов М. Л., Юнович А. Э. // ФТП. 2008. Т. 42, № 4.

## Глава 10 ОТРАЖАТЕЛИ

Идеальные отражатели, встраиваемые в структуры светодиодов, должны обладать:

- высокой отражательной способностью;
- достаточно широкой областью с высоким коэффициентом отражения (широким спектром отражения);
- изотропными характеристиками;
- низким сопротивлением (чтобы обеспечивать протекание тока через отражатель).

На практике бывает нелегко определить, какой из типов отражателей подходит в том или ином конкретном случае.

На рис. 10.1 показаны несколько вариантов отражателей: металлический отражатель, распределенное зеркало Брэгга (DBR); гибридный отражатель, состоящий из металлических слоев и зеркал Брэгга; отражатель, построенный на принципе полного внутреннего отражения (TIR) и всенаправленный отражатель (ODR). В последующих разделах данной главы будут рассматриваться перечисленные типы зеркал.

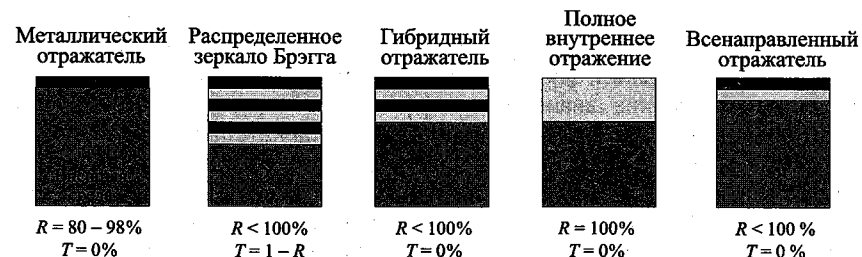


Рис. 10.1. Примеры отражателей: металлический отражатель; распределенное зеркало Брэгга (DBR); гибридный отражатель, состоящий из металлических слоев и зеркал Брэгга; отражатель, построенный на принципе полного внутреннего отражения (TIR) и всенаправленный отражатель (ODR). Приведенные значения соответствуют типовым коэффициентам отражения и пропускания. На рисунке также показаны углы падения лучей, при которых обеспечивается хорошая отражающая способность

На рисунках всех отражателей показана *внешняя среда*. Для структур светодиодов со встроенными отражателями такой средой

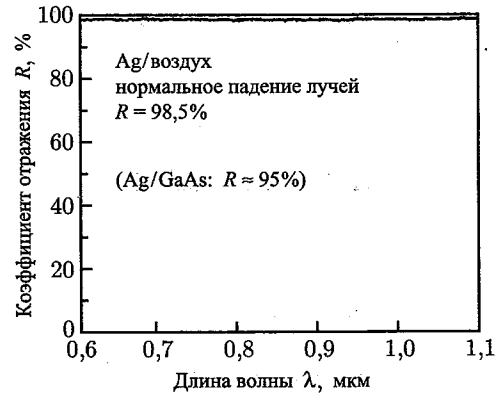


Рис. 10.2. Экспериментально измеренный спектр отражательной способности границы раздела серебро/воздух при нормальном падении лучей. Средний коэффициент отражения в области видимого излучения равен 98,5%

являются полупроводниковые материалы. Внешняя среда оказывает сильное влияние на свойства отражателей. Например, отражающая способность границы раздела металл–полупроводник всегда хуже, чем границы металл–воздух.

### 10.1. Металлические отражатели, отражающие и прозрачные контакты

Металлические отражатели с зеркальными поверхностями на границах раздела металл–воздух — это зеркала, обладающие высокими отражательными характеристиками и используемые человечеством в течение нескольких тысячелетий. Для металлических отражателей характерны высокие значения коэффициента отражения в широком диапазоне длин волн и слабая зависимость отражательной способности от угла падения лучей. Первые высококачественные металлические зеркала применялись в астрономических телескопах (Bell, 1922).

На рис. 10.2 показана полученная экспериментально спектральная характеристика отражательной способности границы раздела серебро–воздух для нормально падающих лучей. Эта характеристика отличается широкой полосой с высокой отражательной способностью и средним коэффициентом отражения 98,5%.

Коэффициент отражения излучения на границе раздела металлического отражателя и внешней среды может быть найден при помощи уравнения Френеля:

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\bar{N}_1 - \bar{N}_2}{\bar{N}_1 + \bar{N}_2}, \quad (10.1)$$

где  $\bar{N}_1$  и  $\bar{N}_2$  — комплексные показатели преломления двух сред.

Интенсивности излучения, отраженного от границы двух сред и прошедшего через нее, пропорциональны квадратам напряженностей соответствующих электрических полей. Коэффициент отражения мощности излучения определяется выражением

$$R = \frac{|E_r|^2}{|E_i|^2} = |r|^2 = \left| \frac{\bar{N}_1 - \bar{N}_2}{\bar{N}_1 + \bar{N}_2} \right|^2. \quad (10.2)$$

Из закона сохранения энергии вытекает соотношение для нахождения коэффициента пропускания мощности излучения через отражатель без потерь:

$$T = 1 - R. \quad (10.3)$$

Поскольку в металлах всегда происходят потери излучения, коэффициент пропускания излучения в случае толстых металлических слоев приближенно равен нулю, т. е.  $T \approx 0$ . Для нахождения отражающей способности границы раздела металл–диэлектрик можно воспользоваться уравнением Френеля. Представив комплексные показатели преломления диэлектрика и металла в виде  $\bar{N}_1 = \bar{n}_1$  и  $\bar{N}_2 = \bar{n}_2 + i\bar{k}_2$ , получим уравнения для оценки коэффициента отражения зеркальной поверхности:

$$r = \frac{\bar{n}_1 - \bar{n}_2 + i\bar{k}_2}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2 - i\bar{k}_2} \quad \text{и} \quad R = \frac{(\bar{n}_1 - \bar{n}_2)^2 + \bar{k}_2^2}{(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)^2 + \bar{k}_2^2}. \quad (10.4)$$

Идеальные металлы обладают высокой проводимостью ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) и, следовательно, у них  $\bar{k} \rightarrow \infty$ . Заметим, что проводимость  $\sigma$  и мнимая часть показателя преломления  $\bar{k}$  связаны соотношением  $\sigma = 2\pi \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \bar{k}$ . Следует также отметить, что коэффициент поглощения  $\alpha$  можно найти при помощи выражения  $\alpha = 4\pi\bar{k}/\lambda_0$ . Тогда для идеальных металлов справедливы соотношения

$$|r| \approx 1, \quad R \approx 1, \quad \phi_r = \pi. \quad (10.5)$$

Отсюда следует, что коэффициенты отражения идеальных металлов равны единице, а фазовый сдвиг излучения при отражении от идеальных металлических зеркал равен  $\pi$ .

Проводимость реальных металлов, хотя и очень высокая, но не бесконечно большая, поэтому их отражающая способность всегда меньше единицы. В работе Друде (Drude, 1904) предложена модель для анализа потерь в металлах. В табл. 10.1 представлены значения  $\bar{n}$  и  $\bar{k}$  для нескольких металлов и полупроводников.

Используя уравнение (10.4), можно рассчитать коэффициенты отражения от границ раздела металл–воздух и металл–полупроводник. Результаты расчетов приведены в табл. 10.2. Как следует из нее, в видимой области спектра коэффициенты отражения на границах раздела металл–полупроводник всегда ниже, чем на границах металл–воздух.

Таблица 10.1. Действительные и мнимые части показателей преломления различных полупроводников и металлов при толщине слоев 0,5 мкм и 1,0 мкм

Параметры \ Материал	GaP	GaP	Si	Ag	Ag	Au	Au	Al	Al
$\lambda$ , мкм	0,5	1,0	1,0	0,5	1,0	0,5	1,0	0,5	1,0
$\bar{n}$	3,5	3,1	3,6	0,05	0,04	0,86	0,26	0,77	1,35
$\bar{k}$	$\approx 0$	$\approx 0$	$\approx 0$	3,1	7,1	1,90	6,82	6,08	10,7

Это связано с меньшей разницей показателей преломления металлов и полупроводников, чем металлов и воздуха.

Таблица 10.2. Расчетные значения коэффициентов отражения от границ раздела металл-воздух и металл-полупроводник при толщине металла 0,5 мкм и 1,0 мкм

Материал	R %	Материал	R %	Материал	R %
Ag/воздух (0,5)	0,982	Al/воздух (0,5)	0,923	Au/воздух (0,5)	0,514
Ag/воздух (1)	0,997	Al/воздух (1)	0,955	Au/воздух (1)	0,979
Ag/GaP (0,5)	0,969	Al/GaP (0,5)	0,805	Au/GaP (0,5)	0,470
Ag/GaP (1,0)	0,992	Al/GaP (1,0)	0,876	Au/GaP (1,0)	0,945
Ag/Si (1,0)	0,991	Al/Si (1,0)	0,861	Au/Si (1,0)	0,939

При всей простоте и широкой распространенности металлических отражателей зеркала имеют существенный недостаток — довольно высокие потери. Потери при единичном отражении на границе раздела металл-полупроводник в таких отражателях,  $1 - R$ , составляют  $\sim 5\%$ . Они становятся еще более ощутимыми в случае излучения, проходящего по волноводам (рис. 10.3). Интенсивность затухания волноводных мод можно оценить при помощи соотношения

$$I/I_0 = R^N = (1 - L)^N \approx 1 - NL, \quad (10.6)$$

где  $N$  — число отражений при прохождении оптической волны через волновод,  $L = 1 - R$  — потери при отражении ( $L \gg 1$ , поэтому  $R \approx 1$ ). Из уравнения (10.6) видно, что небольшие изменения коэффициента отражения  $R$  (всего на несколько процентов) при большом числе отражений внутри волновода могут привести к существенному снижению интенсивности волноводных мод (например в два раза).

В работе (Horng et al., 1999a, 1999b) описаны светодиоды на основе AlInGaP, в которых для повышения коэффициента оптического вывода излучения используются отражатели металл-полупроводник. Слоистую структуру таких светодиодов можно представить в виде AlInGaP/AuBe/SiO<sub>2</sub>/Si. Граница раздела  $p$ -типа AlInGaP-AuBe, выпол-



Рис. 10.3. Ослабление волноводной моды из-за потерь при отражении

няет две функции — отражателя и омического контакта с большой площадью поверхности. Слой AuBe также играет роль поставщика акцепторов (Be), обеспечивающих низкое сопротивление контакта. Контакты отжигают при 450 °С в течение 15 мин. Рассматриваемые светодиоды изготавливают по технологии соединения подложек с использованием кремниевых подложек. По окончании выращивания требуемой структуры подложка GaAs, на которой выращивались эпитаксиальные слои, удаляется. Поскольку кремний по сравнению с GaAs обладает более высокой теплопроводностью, полученные светодиоды имеют более низкие температуры переходов и меньший сдвиг длины волны излучения, вызванный джоулевым нагревом. Интенсивность излучения светодиодов на основе AlInGaP с металлическими отражателями выше, чем у диодов с зеркалами Брэгга, выращенных на подложках GaAs.

Омические контакты с низким сопротивлением формируются методом отжига и сплавления. Типичные температуры отжига сплавных контактов лежат в интервалах 375–450 °С для арсенидов и фосфидов III группы и выше 600 °С для нитридов III группы. При отжиге контактов не только меняется вид металлической поверхности от гладкой до шероховатой, но также происходит уменьшение их оптической отражательной способности.

На практике также используют несплавные контакты, для нанесения которых на полупроводник не требуются высокие температуры. Для обеспечения хороших вольтамперных характеристик таких контактов поверхность полупроводниковых слоев должна быть сильно легирована. Однако даже при выполнении этого условия сопротивление несплавных контактов обычно выше, чем у сплавных.

Толстые металлические и гибридные отражатели являются поглощающими, и их нельзя использовать в структурах светодиодов для вывода излучения. При толщине более 50 нм металлические омические контакты фактически непрозрачны. Поэтому при достаточно толстых слоях металла пропускная способность гибридных отражателей становится близкой к нулю (Tu et al., 1990).

Очень тонкие металлические контакты полупрозрачны. При толщине металлической пленки 5–10 нм коэффициент пропускания большинства металлов приблизительно равен 50%. Для получения более точного значения коэффициента пропускания света в расчетах необходимо учитывать не только действительную, но и мнимую часть показателя преломления (Palik, 1998). Однако очень тонкие металлические контакты могут иметь бугристую структуру. К тому же электрическое

сопротивление металлических пленок может быть очень большим, особенно если их структура бугристая.

В светодиодах на прозрачных подложках, например AlInGaP на подложке GaP, часть света, излучаемого активной областью, попадает на контакт подложки. Для увеличения отражательной способности обратной стороны подложки иногда используют контакт, закрывающий лишь незначительную часть ее поверхности — многополосковый или кольцевой. Применение проводящей Ag-содержащей эпоксидной смолы для крепления кристалла светодиода к корпусу обеспечивает высокую отражательную способность в участках, не покрытых омическим контактом.

Эпоксидная смола для крепления кристаллов с прозрачными подложками в корпус, например в светодиодах на основе InGaN на сапфировых подложках, также играет роль отражателя. Такая смола обладает не только хорошей проводимостью, но и высоким коэффициентом отражения, поэтому ее использование может привести к росту коэффициента оптического вывода излучения светодиодов с прозрачными подложками.

Существуют омические контакты, прозрачные для видимого света. В состав таких контактов входит оксид индия и олова, часто сокращенно называемый ITO (indium tin oxide) (Ray et al., 1983; Shen et al., 1998; Margalith et al., 1999; Mergel et al., 2000; Shin et al., 2001). Эти материалы можно считать полупроводниками на основе оксида олова, легированными индием. Индий замещает олово, выполняя роль акцептора. Удельное сопротивление контактов на основе оксидов индия и олова обычно выше сопротивления сплавных металлических контактов.

## 10.2. Зеркала на основе полного внутреннего отражения

Полное внутреннее отражение характерно для границ раздела между двумя диэлектрическими средами с разными показателями преломления. Это явление было открыто Иоганном Кеплером в начале XVII в. (Kepler, 1611). Кеплер пытался объяснить кажущееся искривление предметов, частично погруженных в воду. Он обнаружил, что для лучей, падающих на границу раздела двух сред под углами, близкими к нормальному, отношение углов падения к углам преломления пропорционально отношению показателей преломления двух сред:

$$\bar{n}_1 \cdot \theta_1 = \bar{n}_2 \cdot \theta_2, \quad (10.7)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы падения и преломления лучей, измеренные относительно нормали к поверхности раздела. Между 1621 г. и 1625 г.



Рис. 10.4. Отраженный и преломленный лучи света на границе раздела двух сред с показателями преломления  $\bar{n}_1$  и  $\bar{n}_2$ . Здесь  $\bar{n}_1 > \bar{n}_2$

Корнелиус Виллеборд Снелль сформулировал закон Снеллиуса:

$$\bar{n}_1 \cdot \sin \theta_1 = \bar{n}_2 \cdot \sin \theta_2, \quad (10.8)$$

Из сравнения выражений (10.7) и (10.8) становится очевидным, что закон Кеплера является аппроксимацией закона Снеллиуса для малых углов. На рис. 10.4 показаны углы, используемые в законе Снеллиуса.

Кеплер также обнаружил, что для некоторых пар материалов в сравнительно узком диапазоне углов падения углы преломления могут превышать  $90^\circ$ . Это явление получило название полного внутреннего отражения. Из закона Снеллиуса и условия  $\theta_2 = 90^\circ$  можно вывести выражение для угла полного внутреннего отражения:

$$\theta_{1, \text{crit}} = \arcsin(\bar{n}_2/\bar{n}_1). \quad (10.9)$$

Поскольку отношение показателей преломления в правой части уравнения (10.9) должно быть  $(\bar{n}_2/\bar{n}_1) \leq 1$ , полное внутреннее отражение может происходить только в оптически плотных материалах. Полное внутреннее отражение возможно для лучей с углами падения, большими величины критического угла:  $\theta_1 > \theta_{1, \text{crit}}$ . Для углов падения, близких к углам скольжения, при достаточно высоком коэффициенте контраста (большой разнице показателей преломления двух сред) лучи света не могут выйти за пределы среды с высоким показателем преломления.

Позднее Исаак Ньютон показал, что для большинства прозрачных сред показатель преломления может быть найден в виде суммы двух слагаемых, первое из которых равно единице, а второе пропорционально плотности среды, измеряемой в единицах  $\text{г/см}^3$ . Поэтому материалы с высокими значениями показателей преломления часто называют *оптически плотными материалами*.

Самый яркий пример применения эффекта полного внутреннего отражения — волоконно-оптические системы связи, в которых лучи света, благодаря этому явлению, распространяются по сердцевине оптического волокна на расстояние несколько тысяч километров. В 1841 г. Даниель Колладон продемонстрировал, как при помощи явления полного внутреннего отражения можно управлять лучами света. В его системе в качестве оптически плотной среды использовалась струя воды (Necht, 2001). Такие системы широко применяются и в наши дни для подсветки фонтанов ночью. На рис. 10.5 показана установка Даниеля Колладона, который считается отцом всех световодных систем.

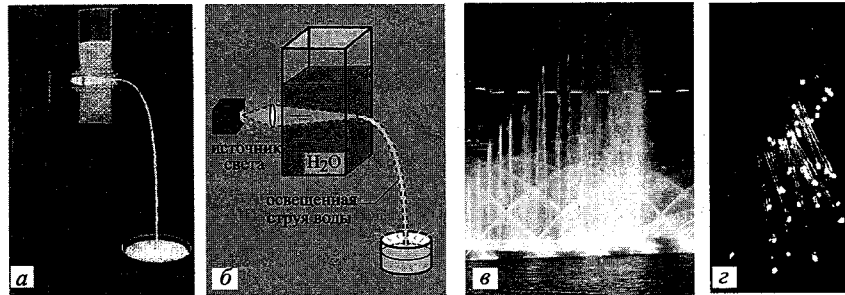


Рис. 10.5. Исторический рисунок (а) и схема установки швейцарского инженера Даниеля Колладона, построенной в 1841 г. для показа того, как на основе принципа полного внутреннего отражения можно освещать струю воды (б); световые фонтаны в Лас Вегасе, штат Невада (в); оптические волокна (г) (TheFreeDictionary.com, 2005)

В полупроводниковых излучающих устройствах явление полного внутреннего отражения затрудняет выход света из полупроводникового кристалла, что в ряде случаев может быть очень серьезной проблемой. Поскольку полупроводниковые материалы обладают высокими показателями преломления,  $\sim 2,0-3,5$ , их критические углы полного внутреннего отражения довольно малы. Эта проблема стоит очень серьезно для арсенидов и фосфидов III группы с показателями преломления около 3,0 и менее остро для нитридов III группы с показателями преломления около 2,0. Явление полного внутреннего отражения практически не касается органических светодиодов, поскольку органические материалы обладают сравнительно низкими показателями преломления.

Уникальная особенность явления полного внутреннего отражения — коэффициент отражения  $R = 1$ . Поэтому отражатели на основе этого явления обладают нулевыми потерями. Их используют в основном в лазерах — полосковых (Smith et al., 1993) и на базе микродисков (McCall et al., 1992), выполняемых на основе резонаторов с высокой добротностью.

### 10.3. Распределенные зеркала Брэгга

На рис. 10.6 для сравнения приведены спектры коэффициента отражения двух типов отражателей: зеркала Брэгга и металлического зеркала. Видно, что металлические отражатели имеют широкую полосу с высоким коэффициентом отражения, тогда как для зеркал Брэгга характерен узкий диапазон с высоким коэффициентом отражения, называемый *полоса затухания*. Следует отметить, что отражательная способность металлических зеркал остается всегда неизменной, тогда

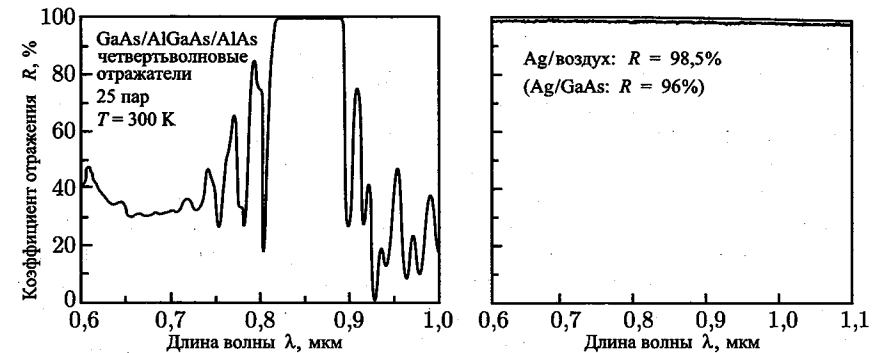


Рис. 10.6. Спектры коэффициента отражения двух типов отражателей: зеркал Брэгга (из 25 пар слоев AlAs/GaAs) и металлических зеркал (серебро/воздух)

как коэффициент отражения зеркал Брэгга растет по мере увеличения количества двойных слоев пока эти слои полностью прозрачны.

У светодиодов, выращенных на непрозрачных подложках, 50% излучения из активной области поглощается именно подложкой, что приводит к существенному снижению их эффективности. Поглощения излучения в подложке можно избежать, если между ней и активной областью светодиода поместить зеркало, отражающее лучи, испускаемые активной областью в сторону подложки, позволяя им покинуть полупроводник через верхнюю границу.

Для этих целей хорошо подходят распределенные зеркала Брэгга (DBRs). На рис. 10.7 показана структура светодиода с зеркалами Брэгга. Описание такого светодиода, реализованного на системе материалов AlGaAs/GaAs, было впервые дано Като и др. (Kato et al., 1991). В состав данного диода, излучающего в инфракрасной области спектра на длине волны 870 нм, входило зеркало Брэгга, состоящее из 25 пар слоев AlAs/GaAs или AlGaAs/GaAs.

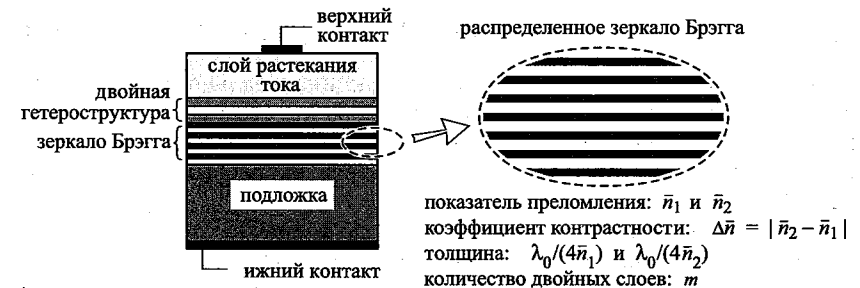


Рис. 10.7. Светодиод с распределенным зеркалом Брэгга, расположенным между подложкой и нижним барьерным слоем



Распределенное зеркало Брэгга является многослойным отражателем, обычно состоящим из 5–50 двойных слоев материалов с разными показателями преломления. Из-за разницы показателей преломления на каждой границе раздела двух материалов происходит отражение Френеля. Но поскольку эта разница обычно не очень большая, отражение Френеля на каждой из границ невелико. Однако в состав зеркала Брэгга входит много таких границ. Очень важно так подобрать толщину двойных слоев, чтобы при сложении *всех отраженных волн* появлялась *конструктивная интерференция*. Для лучей, падающих на границы раздела под углом  $90^\circ$ , условие резонанса наступает тогда, когда толщина слоев, составляющих пары, равна *четверти длины волны* света, т. е. при нормальном падении лучей на границу раздела:

$$t_{l,h} = \lambda_{l,h}/4 = \lambda_0 / (4\bar{n}_{l,h}). \quad (10.10)$$

Здесь  $\lambda_0$  — длина волны Брэгга в вакууме,  $t_{l,h}$  — толщина слоев с высоким ( $h$ ) и низким ( $l$ ) показателями преломления,  $\bar{n}_{l,h}$  — показатель преломления материалов с высоким ( $h$ ) и низким ( $l$ ) показателями преломления. Толщина реального слоя, определяемая выражением (10.10), не обязательно должна составлять  $\lambda/4$ , она может быть равна величине, кратной  $\lambda/4$ , но при этом необходимо, чтобы степень кратности была любым нечетным числом, т. е.  $t_{l,h} = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4, 7\lambda/4$ . Толщина слоев определяет усиление интерференции отраженных волн. Однако следует помнить, что при слоях толще  $\lambda/4$ , например  $3\lambda/4$ , будет происходить сужение полосы затухания с высоким коэффициентом отражения.

Для углов падения, отличных от прямого, волновой вектор может быть разделен на параллельную и нормальную составляющие. Как и в случае нормального падения лучей, толщина слоев, составляющих зеркало Брэгга, должна быть равна четверти длины волны нормальной составляющей волнового вектора. При произвольном угле падения лучей  $\theta_{l,h}$  (не равном прямому углу) для получения высокой отражательной способности зеркала Брэгга оптимальную толщину слоев следует выбирать исходя из следующего соотношения:

$$t_{l,h} = \lambda_{l,h} / (4 \cos \theta_{l,h}) = \lambda_0 / (4\bar{n}_{l,h} \cos \theta_{l,h}). \quad (10.11)$$

Здесь, как и в предыдущем случае, толщина реального слоя может быть равна величине, рассчитанной по формуле (10.11) и умноженной на любое нечетное число. Отражательная способность зеркал Брэгга с достаточно большим количеством четвертьволновых слоев может быть близка к 100%.

При размещении в светодиоде зеркала Брэгга необходимо выполнять следующие условия. *Во-первых*, поскольку двойная гетероструктура светодиода обычно выращивается сверху зеркала Брэгга, для предотвращения появления дислокаций несоответствия параметры кристаллических решеток зеркала и гетероструктуры должны быть

согласованы. *Во-вторых*, для получения высокого коэффициента отражения зеркал Брэгга при невысоком коэффициенте контраста его слоев необходимо, чтобы все слои зеркала Брэгга были прозрачными для излучения рабочих длин волн. В случае двойных слоев с большой разницей в показателях преломления (например Si/SiO<sub>2</sub>) зеркало Брэгга будет обладать высоким коэффициентом отражения, даже если один из материалов пары слегка поглощает излучение интересующей длины волны. *В-третьих*, если зеркало Брэгга расположено в области протекания тока, его слои должны изготавливаться из проводящих материалов.

На рис. 10.8 показаны зависимости коэффициентов отражения зеркал Брэгга на основе Si/SiO<sub>2</sub> и AlAs/GaAs от длины волны излучения. Длина волны Брэгга соответствует центру полосы с высокой отражательной способностью или *полосе затухания*. Из рис. 10.8 видно:

- отражательная способность зеркала Брэгга Si/SiO<sub>2</sub> с высоким коэффициентом контраста намного выше, чем у отражателя AlAs/GaAs с низким коэффициентом контраста (при одинаковом количестве четвертьволновых слоев);
- ширина полосы затухания зеркала с высоким коэффициентом контраста намного больше ширины этой области у зеркала с низким коэффициентом контраста.

Характеристики зеркал Брэгга обычно рассчитывают при помощи соответствующих матриц методами матричной алгебры (Born, Wolf, 1989). Более подробно зеркала Брэгга рассмотрены в работах Колдрена и Корзина, Ярива и Бьерка и др. (Coldren, Corzine, 1995; Yariv, 1989; Björk et al., 1995). Ниже приведен краткий конспект расчета параметров зеркала Брэгга.

Рассмотрим распределенное зеркало Брэгга, состоящее из  $m$  двойных диэлектрических слоев с коэффициентами преломления  $\bar{n}_{l,h}$ , где индексы  $l$  и  $h$  соответствуют идеальным материалам без потерь с высоким ( $h$ ) и низким ( $l$ ) показателями преломления. Считается, что толщина слоев, составляющих пары, равна четверти длины волны, т. е.  $L_{l,h} = \lambda_{\text{Bragg}} / (4\bar{n}_{l,h})$ . Период зеркала Брэгга равен  $L_l + L_h$ . Коэффициент отражения от одной поверхности раздела двух сред при нормальном падении лучей определяется уравнением Френеля

$$r = \frac{\bar{n}_h - \bar{n}_l}{\bar{n}_h + \bar{n}_l}. \quad (10.12)$$

Множественные отражения от поверхностей раздела в зеркале Брэгга и усиливающая интерференция множества отраженных лучей приводят к повышению отражательной способности, пропорциональной увеличению числа двойных слоев. На длине волны Брэгга наблюдается максимальный коэффициент отражения, который для зеркала из  $m$

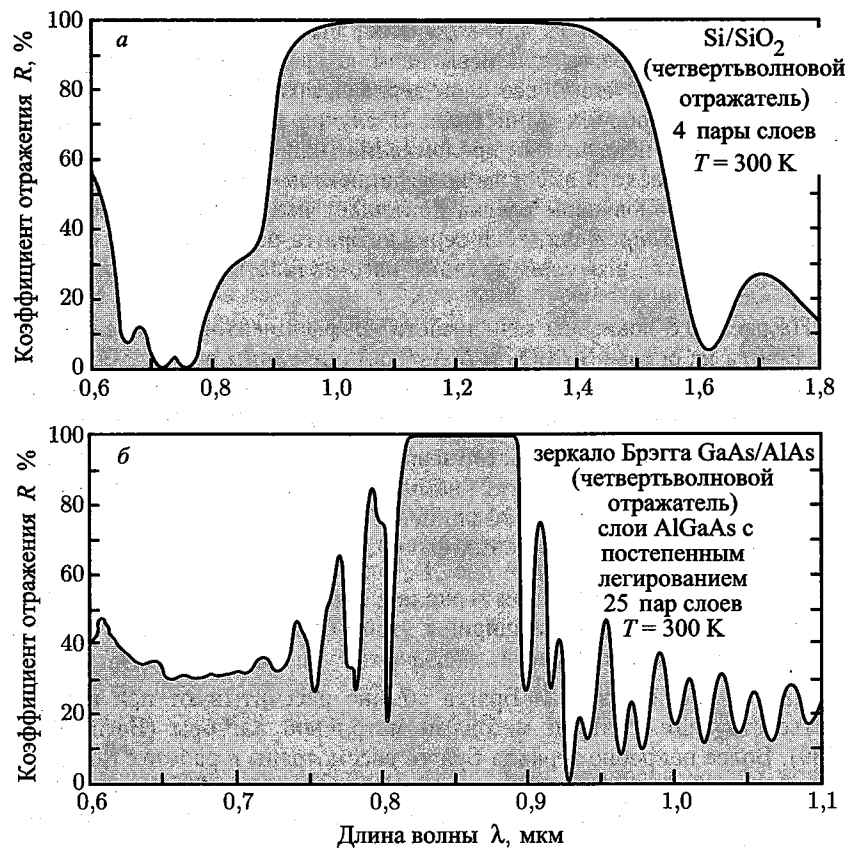


Рис. 10.8. Зависимости отражательных способностей двух распределенных зеркал Брэгга от длины волны излучения: а — для зеркала Брэгга на основе Si/SiO<sub>2</sub> с высоким коэффициентом контраста, состоящего из четырех двойных слоев, б — для зеркала Брэгга на основе AlAs/GaAs, состоящего из 25 двойных слоев. Для достижения высокой отражательной способности зеркалу с высоким коэффициентом контраста требуется только четыре двойных слоя. При этом полоса затухания зеркала Брэгга с высоким коэффициентом контраста намного шире, чем у зеркала с низким коэффициентом контраста

четвертьволновых слоев находится из выражения (Coldren, Corzine, 1995)

$$R_{DBR} = |r_{DBR}|^2 = \left[ \frac{1 - (\bar{n}_l/\bar{n}_h)^{2m}}{1 + (\bar{n}_l/\bar{n}_h)^{2m}} \right]^2 \quad (10.13)$$

Ширина полосы затухания зеркала Брэгга зависит от разности показателей преломления двух материалов, составляющих пару:  $\bar{n}_h - \bar{n}_l = \Delta\bar{n}$ . Спектральная ширина полосы затухания определяется

выражением (Yariv, 1989)

$$\Delta\lambda_{\text{stop band}} = \frac{2\lambda_{\text{Bragg}} \cdot \Delta\bar{n}}{\bar{n}_{\text{eff}}}, \quad (10.14)$$

где  $\bar{n}_{\text{eff}}$  — эффективный показатель преломления зеркала Брэгга. Для эффективной работы светодиода ширина полосы затухания должна быть больше ширины спектра излучения активной области.

Эффективный показатель преломления зеркала Брэгга можно вычислить при помощи выражения

$$\bar{n}_{\text{eff}} = 2 \left( \frac{1}{\bar{n}_l} + \frac{1}{\bar{n}_h} \right)^{-1}. \quad (10.15)$$

В случае небольшой разницы в показателях преломления слоев, например  $\Delta\bar{n} \ll \Delta\bar{n}_l$ , эффективный показатель преломления может быть рассчитан по приближенной формуле

$$\bar{n}_{\text{eff}} = \frac{1}{2}(\bar{n}_l + \bar{n}_h). \quad (10.16)$$

Оптическая волна проникает в зеркало Брэгга на ограниченное расстояние, равное конечному числу четвертьволновых слоев. Именно это эффективное число двойных слоев из общего количества четвертьволновых слоев эффективно отражает волну. В работе Колдрена и Корзина (Coldren, Corzine, 1995) приведено выражение для его оценки:

$$m_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{n}_h + \bar{n}_l}{\bar{n}_h - \bar{n}_l} \cdot \text{th} \left( 2m \cdot \frac{\bar{n}_h - \bar{n}_l}{\bar{n}_h + \bar{n}_l} \right). \quad (10.17)$$

Для толстых зеркал Брэгга ( $m \rightarrow \infty$ ) функция th стремится к единице, поэтому выражение (10.17) можно упростить:

$$m_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{n}_h + \bar{n}_l}{\bar{n}_h - \bar{n}_l}. \quad (10.18)$$

На брэгговской длине волны ( $\lambda = \lambda_{\text{Bragg}}$ ) изменение фазы отраженной волны равно нулю, а в ее окрестности ( $\lambda \approx \lambda_{\text{Bragg}}$ ) фаза отраженной волны связана с длиной волны *линейной* зависимостью. Поэтому зеркало Брэгга можно схематично представить в виде идеального металлического отражателя, расположенного на расстоянии  $L_{\text{pen}}$  от поверхности первого двойного слоя зеркала Брэгга (рис. 10.9). Тогда для вычисления коэффициента отражения зеркала Брэгга можно воспользоваться соотношением

$$r_{DBR} \approx |r_{DBR}| \cdot e^{-2i(\beta - \beta_{\text{Bragg}}) \cdot L_{\text{pen}}}, \quad (10.19)$$

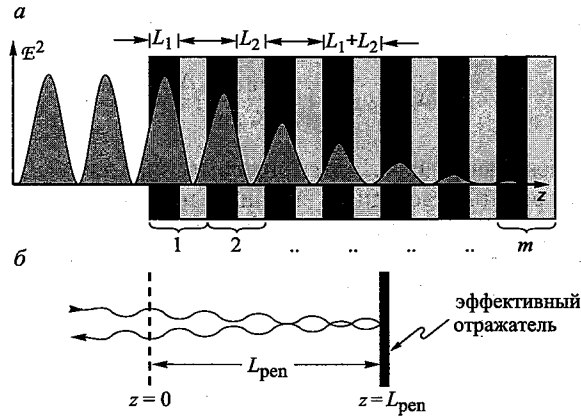


Рис. 10.9. Иллюстрация глубины проникновения оптической волны внутрь зеркала Брэгга: *a* — зеркало Брэгга, состоящее из двух материалов толщины  $L_1$  и  $L_2$ ; *b* — идеальный металлический отражатель, размещенный на расстоянии глубины проникновения от поверхности зеркала Брэгга

где  $\beta = 2\pi/\lambda$  — средняя фазовая постоянная волны. Изменение фазы волны, отраженной от металлического отражателя при  $z = 0$  определяется показателем выражения (см. рис. 10.9):

$$r_{\text{metal}} \Big|_{z=0} = |r_{\text{metal}}| \cdot e^{2i(2\pi/\lambda) \cdot L_{\text{pen}}}. \quad (10.20)$$

Приравняв изменения фаз, определяемые показателями в уравнениях (10.19) и (10.20), и используя формулу для фазовых изменений в зеркалах Брэгга (Coldren, Corzine, 1995), можно найти глубину проникновения оптической волны:

$$L_{\text{pen}} = \frac{L_1 + L_2}{4r} \cdot \text{th}(2mr). \quad (10.21)$$

При большом числе двойных слоев ( $m \rightarrow \infty$ ), глубина проникновения определяется выражением

$$L_{\text{pen}} \approx \frac{L_1 + L_2}{4r} = \frac{L_1 + L_2}{4} \cdot \frac{\bar{n}_1 + \bar{n}_2}{\bar{n}_1 - \bar{n}_2}. \quad (10.22)$$

На основе выражений (10.22) и (10.18) можно вывести следующую формулу:

$$L_{\text{pen}} = \frac{1}{2} m_{\text{eff}} \cdot (L_1 + L_2). \quad (10.23)$$

Коэффициент  $1/2$  в выражении (10.23) появляется из-за того, что  $m_{\text{eff}}$  соответствует эффективному числу периодов напряженности электрического поля, тогда как  $L_{\text{pen}}$  соотносится с оптической мощностью. Поскольку оптическая мощность пропорциональна квадрату напряжен-

ности электрического поля, оптическое излучение проникает в зеркало на глубину в два раза меньшую, чем электрическое поле. Поэтому эффективная длина резонатора, состоящего из двух зеркал Брэгга, определяется суммой толщины центральной области и двух глубин проникновения оптической волны в двойные слои. Очевидно, что эффективная длина резонатора с зеркалами Брэгга значительно больше, чем у резонатора с металлическими зеркалами.

Отражательная способность зеркал Брэгга сильно зависит от полярного угла падения лучей и длины волны излучения. Аналитический результат можно получить только для падения лучей под прямым углом и только для длины волны Брэгга. Для других углов падения и произвольных длин волн коэффициент отражения рассчитывается при помощи численных методов. Рассмотрим зеркало Брэгга, отражающее излучение от изотропного источника света. В этом случае интенсивность отраженного света определяется интегрированием интенсивности излучения, отражаемого во всех направлениях. Коэффициент отражения излучения определенной длины волны  $\lambda$  можно найти из соотношения

$$R_{\text{int}}(\lambda) = \frac{\int_0^{\pi/2} R(\lambda, \Theta) \cdot 2\pi \cdot \sin \Theta d\Theta}{\int_0^{\pi/2} 2\pi \cdot \sin \Theta d\Theta} = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{\pi/2} R(\lambda, \Theta) \cdot 2\pi \cdot \sin \Theta d\Theta, \quad (10.24)$$

а суммарную интенсивность отраженного зеркалом Брэгга излучения рассчитать так:

$$I_r = \int_{\lambda} I_i(\lambda) \cdot R(\lambda) d\lambda, \quad (10.25)$$

где  $I_i(\lambda)$  — спектр интенсивности излучения активной области, падающий на зеркало. Здесь предполагается, что для изотропных излучателей, к которым относятся активные области светодиодов, спектр излучения, достигшего зеркала Брэгга, не зависит от угла выхода лучей света из источника.

Эффективность зеркал Брэгга определяется интенсивностью отраженного света. Необходимо также учитывать излучение, отраженное зеркалом от кристаллов светодиодов. Аналитически рассчитать оптимальную структуру светодиода со встроенным зеркалом Брэгга, обладающего максимальным коэффициентом оптического вывода, невозможно. Для этого применяют специализированные компьютерные программы, позволяющие отслеживать траектории лучей внутри светодиода.

*Априори* никогда не бывает ясно, будет ли данный светодиод с зеркалом Брэгга обладать более высоким коэффициентом оптического

вывода, чем без него. Использование зеркал со слоями различной толщины (меньшей или большей четверти длины волны) также может приводить к росту коэффициента оптического вывода светодиодов. Зеркала Брэгга с переменной толщиной слоев обладают *меньшей отражательной способностью, но более широкой полосой затухания* по сравнению с четвертьволновыми зеркалами. Для светодиодов с широким спектром излучения зеркала Брэгга с переменным периодом могут оказаться даже более предпочтительными.

Идеально, чтобы слои, входящие в состав зеркал Брэгга, были прозрачными для излучения рабочих длин волн, поскольку такие слои характеризуются незначительными потерями на поглощение. Однако использовать прозрачные слои удается не всегда, поэтому для изготовления зеркал Брэгга часто применяют поглощающие свет материалы. Максимальный коэффициент отражения поглощающих зеркал всегда меньше 100%, даже при бесконечном числе двойных слоев.

На рис. 10.8 показан пример частично поглощающего зеркала Брэгга на основе Si/SiO<sub>2</sub>. Кремний поглощает излучение с длиной волны  $\lambda < 1,1$  мкм, т.е. с  $h\nu > E_g$ . Однако видно, что на длине волны  $\lambda \approx 1,0$  мкм достигается высокий коэффициент отражения, хотя на этой длине волны кремний уже должен поглощать излучение. Объяснение этого заключается в большой разнице показателей преломления используемых материалов — кремния и SiO<sub>2</sub>.

В светодиодах на основе AlInGaP/GaAs применяются как прозрачные, так и поглощающие зеркала Брэгга из материалов, согласованных по параметрам решеток с GaAs. Данная система материалов подходит для изготовления высокоэффективных светодиодов видимой области спектра с  $\lambda > 550$  нм: зеленого, желтого, янтарного, оранжевого и красного свечения. В табл. 10.3 приведены характеристики некоторых прозрачных и поглощающих зеркал Брэгга, используемых в светодиодах AlInGaP/GaAs (Kish, Fletcher, 1997). Видно, что поглощающие зеркала Al<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P/GaAs имеют высокий коэффициент контраста, но их поглощающая природа ограничивает верхний предел максимальной отражающей способности. Зеркала Брэгга с высоким коэффициентом контраста обладают *большей шириной* полосы затухания. У прозрачных зеркал Al<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P/(AlGa)<sub>0,5</sub>In<sub>0,5</sub>P незначительные оптические потери, однако для получения светодиодов с высокими значениями коэффициента оптического вывода излучения такие зеркала должны состоять из большого количества двойных слоев. К тому же полоса затухания зеркал данного типа намного уже, чем зеркал с большой разницей показателей преломления.

На практике прозрачные слои размещаются на верхней части зеркал Брэгга (ближе к эпитаксиальному слою) или вблизи нее, а поглощающие слои — ближе к подложке. В промышленно выпускаемых светодиодах AlInGaP/GaAs каждая пара слоев зеркала Брэгга рассчитывается индивидуально с целью минимизации числа слоев и потерь на

Таблица 10.3. Свойства материалов, используемых в распределенных зеркалах Брэгга, встраиваемых в светодиоды видимого и инфракрасного диапазонов длин волн

Система материалов	Брэгговская длина волны, нм	$\bar{n}_{low}$	$\bar{n}_{high}$	$\Delta\bar{n}$	Диапазон прозрачности, нм
Al <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P/GaAs	590	3,13	3,90	0,87	> 870*
Al <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P/Ga <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P	590	3,13	3,74	0,61	> 649*
Al <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P/(Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> ) <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P	615	3,08	3,45	0,37	> 592
Al <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P/(Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> ) <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P	590	3,13	3,47	0,34	> 576
Al <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P/(Al <sub>0,5</sub> Ga <sub>0,5</sub> ) <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P	570	3,15	3,46	0,31	> 560
AlAs/GaAs	900	2,97	3,54	0,57	> 870
SiO <sub>2</sub> /Si	1300	1,46	3,51	2,05	> 1106

**Примечание.** Звездочкой отмечены зеркала, поглощающие излучение с брэгговской длиной волны (Adachi, 1990; Adachi et al., 1994; Kish, Fletcher, 1997; Babic et al., 1999; Palik, 1998)

поглощение, а также для расширения спектра отраженного излучения (Streubel, 2000).

В табл. 10.3 также приведены свойства зеркал AlAs/GaAs и SiO<sub>2</sub>/Si. Нетрудно видеть, что система материалов SiO<sub>2</sub>/Si обладает высоким коэффициентом контраста, однако в токопроводящих структурах она использоваться не может из-за диэлектрической природы SiO<sub>2</sub>. Зеркала AlAs/GaAs применяются в светодиодах с резонаторами, а также в поверхностно-излучающих лазерах с вертикальными резонаторами, работающих в диапазоне длин волн 880–980 нм.

Зеркала Брэгга с резонансом на длине волны максимума излучения не всегда являются оптимальными отражателями для светодиодов на поглощающих подложках. Хотя зеркала Брэгга при нормальных углах падения лучей имеют высокую отражательную способность, эта способность резко снижается при углах падения, отличных от прямых. Поскольку пространственный угол (в интервале  $d\theta$ ) при увеличении угла  $\theta$  растет по закону синуса, резонансную длину волны зеркала Брэгга для нормально падающих лучей на практике всегда желательно иметь больше длины волны максимума излучения.

На рис. 10.10 показаны зависимости коэффициентов отражения от длины волны и полярных углов падения лучей света, рассчитанные для прозрачных и поглощающих зеркал Брэгга. Видно, что зеркала Брэгга из прозрачных материалов обладают коэффициентом отражения, близким к 100%, в то время как максимальный коэффициент отражения зеркал с поглощающими слоями GaAs равен всего 55%. Введение в зеркала Брэгга второго типа дополнительных пар слоев не приводит

к повышению их отражательной способности, поскольку предел 55% определен поглощающей природой слоев GaAs. Из рис. 10.10, б отчетливо виден основной недостаток зеркал Брэгга — их отражательная способность высока только для лучей с малыми углами падения. При углах больше 20°, коэффициент отражения этих зеркал резко снижается до значений, близких к нулю. Поэтому зеркала Брэгга почти совсем не отражают лучи с углами падения  $\theta$  в интервале 20°–70°. Этот недостаток зеркал Брэгга является основной причиной потерь в светодиодах на основе AlInGaP, в которых активные слои выращиваются поверх отражающих слоев, расположенных на поглощающих подложках GaAs.

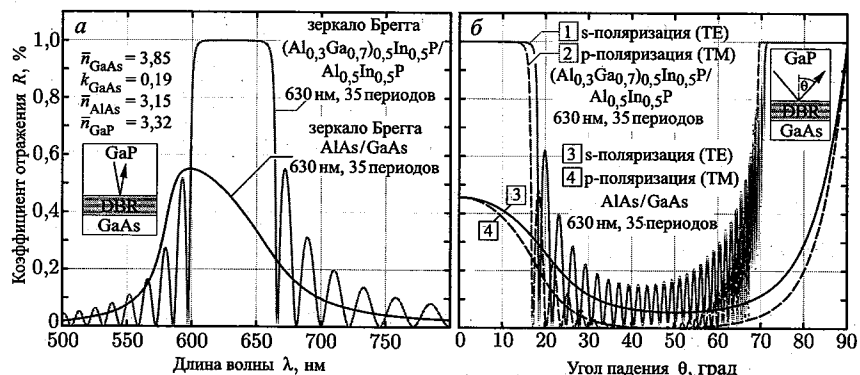


Рис. 10.10. Расчетные зависимости коэффициентов отражения зеркал Брэгга на основе AlInGaP/AlInP (прозрачного) и AlAs/GaAs (поглощающего) от длины волны излучения (а) и угла падения лучей (б).

Теперь выведем формулу для нахождения критического угла  $\Theta_c$ , при котором происходит резкое снижение отражающей способности зеркала Брэгга. На рис. 10.11, а показана структура зеркала Брэгга, а рис. 10.11, б иллюстрирует понятие критического угла. Отметим, что здесь внешней средой является полупроводник с показателем преломления  $\bar{n}_0$ . Для нормальных углов падения ( $\Theta = 0^\circ$ ) условие Брэгга выполняется на длине волны, расположенной в центре полосы затухания с высоким коэффициентом отражения, называемой брэгговской длиной волны. На рис. 10.11, в показан сдвиг длины волны Брэгга при увеличении угла падения лучей. Следует отметить, что ширина полосы затухания зеркал не зависит от величины углов падения пока эти углы малы. Исходя из вышесказанного, можно записать следующее условие для критического угла  $\Theta_c$ :

$$\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = \lambda_{\text{Bragg}}(\Theta = 0^\circ) - \lambda_{\text{Bragg}}(\Theta_c) = \frac{1}{2}\Delta\lambda_{\text{stop band}}. \quad (10.26)$$

Используя выражение для длины волны Брэгга, зависящей от угла падения лучей, и выражение для ширины полосы затухания зеркала,

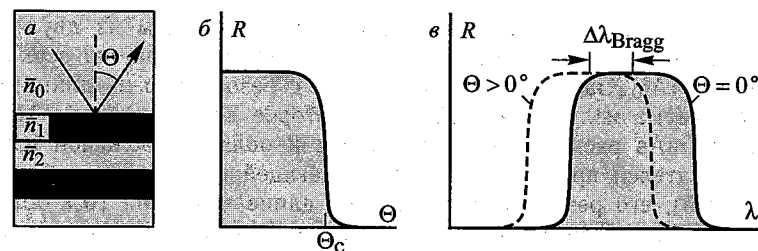


Рис. 10.11. Структура зеркала Брэгга, используемая в расчетах (а); зависимость коэффициента отражения от угла падения и определение критического угла (б); зависимость отражающей способности зеркала Брэгга от длины волны для двух разных углов падения (в)

приведенное ранее в этой главе, можно вывести следующее соотношение:

$$\lambda_{\text{Bragg}}(\Theta = 0^\circ) \left[ 1 - \cos\left(\frac{\bar{n}_0}{\bar{n}_1}\Theta_c\right) \right] = 2\lambda_{\text{Bragg}}(\Theta = 0^\circ) \cdot \frac{\Delta\bar{n}}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} \cdot \frac{1}{\bar{n}_0}. \quad (10.27)$$

Разделим обе части уравнения на  $\lambda_{\text{Bragg}}(\Theta = 0^\circ)$  и решим полученное уравнение относительно  $\Theta_c$ :

$$\Theta_c = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_0} \arccos \left[ 1 - \left( \frac{2\Delta\bar{n}}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} \cdot \frac{1}{\bar{n}_0} \right) \right]. \quad (10.28)$$

Используя приближения:  $\cos x \approx 1 - (1/2)x^2$  (справедливо для  $x$ , близких к нулю) и  $\arccos x \approx [2(1-x)]^{1/2}$  (справедливо для  $x$ , близких к единице), получим следующее выражение:

$$\Theta_c \approx \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_0} \sqrt{\frac{2\Delta\bar{n}}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} \cdot \frac{2}{\bar{n}_0}}. \quad (10.29)$$

Из последнего уравнения видно, что величина критического угла сильно зависит от показателя преломления внешней среды  $\bar{n}_0$  ( $\Theta_c \propto (\bar{n}_0)^{-3/2}$ ). Отсюда следует, что для внешних сред с высоким показателем преломления характерны низкие значения критических углов. По этой причине при таких внешних средах зеркала Брэгга будут всегда иметь направленные характеристики отражения.

В качестве численного примера рассмотрим зеркало Брэгга AlAs/GaAs ( $\bar{n}_{\text{AlAs}} = 3,0$ ,  $\bar{n}_{\text{GaAs}} = 3,5$ ), роль внешней среды играет GaP ( $\bar{n}_{\text{GaP}} = 3,1$ ). Подставив эти значения в выражение (10.29), найдем величину критического угла  $\Theta_c = 20,5^\circ$ , достаточно близкого к углам нормального падения. Даже такие высококонтрастные зеркала Брэгга, как зеркала на основе SiO<sub>2</sub>/Si, в случае внешней среды — полупроводника с высоким показателем преломления не обладают всенаправленными отражательными характеристиками.

Для оптимизации зеркал Брэгга на практике были применены разные стратегии. В работе (Chiou et al., 2000) описан светоди-

од на основе  $\text{AlInGaP}$  с зеркалом Брэгга, состоящим из двух зеркал разного типа, размещенных одно на другом. Одно из зеркал —  $\text{Al}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}/(\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  прозрачное с резонансом на длине волны максимума излучения (590 нм), а второе дополнительное зеркало  $\text{AlAs}/\text{GaAs}$  расположено под первым и обладает большой разницей показателей преломления и поглощающей способностью (хотя и небольшой); его резонанс находится на длине волны на 10% больше соответствующей пику излучения, что дает возможность отражать лучи, падающие не под прямыми углами. Авторами работы было показано, что светодиоды с составными зеркалами Брэгга отличаются более высокими значениями коэффициента оптического вывода излучения.

В работе (Li et al., 1999) рассмотрены светодиоды с непериодическими зеркалами, обладающими более широкой полосой затухания, а значит, и большими отражательной способностью и диапазоном допустимых углов падения лучей. Для расчета оптимальных непериодических зеркал Брэгга применяются методы численного моделирования.

Из расчетов, приведенных ранее, следует, что увеличение разницы в показателях преломления слоев ведет к расширению диапазона углов, при которых зеркала Брэгга обладают высокой отражательной способностью. Использование таких высококонтрастных зеркал Брэгга, как  $\text{AlGaAs}/\text{Al}_x\text{O}_y$ , в структурах светодиодов было впервые предложено в работе (Chiou et al., 2003). Поскольку показатели преломления  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{AlGaAs}$  с большим содержанием алюминия примерно равны 1,75 и 3,25, коэффициент контраста таких слоев по показателю преломления составляет  $\Delta\bar{n} = 1,5$ . Формирование слоев  $\text{Al}_x\text{O}_y$ , входящих в состав зеркал Брэгга, осуществляется в процессе окисления эпитаксиальных слоев  $\text{AlAs}$ , протекающего в среде водяных паров при 400–450 °С. Готовые слои  $\text{Al}_x\text{O}_y$  непроводящие, поэтому для прохождения тока между подложкой и активными областями в слоях  $\text{Al}_x\text{O}_y$  необходимо оставлять участки  $\text{AlAs}$ , защищенные от окисления.

Зеркала Брэгга могут иметь большое электрическое сопротивление, мешающее протеканию тока через структуру излучающих устройств перпендикулярно ее слоям. Из-за этого сопротивления, особенно проявляющего себя в режимах сильного прямого смещения, может нарушиться работа лазеров и светодиодов. Описаны (Jewell et al., 1989; Kouyama et al., 1989) эксперименты с первыми поверхностно-излучающими лазерами с вертикальным резонатором (VCSEL), для которых было определено предельное напряжение прямого смещения ~ 30 В (Jewell, 1992), что предотвратило возможность лазерной генерации этих устройств в непрерывном режиме. Причиной возникновения больших сопротивлений в зеркалах Брэгга являются резкие гетеропереходы, создающие барьеры для перемещения носителей. К счастью, теперь научились полностью устранять барьеры в

областях гетеропереходов методом параболического градиентного легирования соответствующих слоев (Schubert et al., 1992a, 1992b). Такая технология легирования широко применяется при изготовлении современных зеркал Брэгга, поэтому проблем, связанных с их большим сопротивлением, сегодня больше не существует.

#### 10.4. Отражатели с круговой направленностью

В настоящее время существует потребность в токопроводящих всенаправленных резонаторах, обладающих высокой отражательной способностью. Высококонтрастные зеркала Брэгга в воздухе демонстрируют всенаправленные отражательные характеристики. Кандидатом для использования в таких зеркалах Брэгга является пара материалов: кремний ( $\bar{n} \approx 3,5$  при  $\lambda = 1$  мкм) и  $\text{SiO}_2$  ( $\bar{n} \approx 1,46$ ). Имеются данные об оптических свойствах всенаправленных отражателей, созданных на основе зеркал Брэгга из  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  и других систем материалов (Chen et al., 1999; Gruyant et al., 2003).

В отражателях с зеркалами Брэгга нетрудно получить круговые характеристики отражения поперечных электрических (ТЕ) волн, но добиться круговых характеристик для поперечных магнитных (ТМ) волн очень сложно. Препятствием для этого является угол Брюстера, при котором коэффициент отражения ТМ волн снижается до нуля. Диапазон углов вывода излучения  $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$  во внешней среде с низким показателем преломления, например в воздухе, превращается внутри материала с более высоким показателем преломления, например в зеркале Брэгга, в диапазон  $0^\circ \leq \theta \ll 90^\circ$ . И если угол Брюстера не будет входить в этот диапазон внутренних углов, зеркало Брэгга можно считать всенаправленным отражателем.

Круговые характеристики отражения получаются на зеркалах Брэгга со слоями из полистирола и теллура (Fink et al., 1998). Поскольку эти материалы обладают большой разницей в показателях преломления ( $\bar{n}_{\text{polyster}} = 1,8$ ,  $\bar{n}_{\text{Te}} = 5$ ), лучи света из внешней воздушной среды, падающие на поверхность таких зеркал, не имеют возможности попасть в область, задаваемую углом Брюстера  $\theta_B$ , в результате чего в такой структуре отражателя для фотонов с длинами волн в диапазоне 10–15 мкм формируется запрещенная зона.

Другим интересным направлением в разработке всенаправленных отражателей является использование полимеров, обладающих свойством двойного лучепреломления. Такие полимеры в плоскостях, параллельных и перпендикулярных поверхности слоя, имеют разные показатели преломления (Weber et al., 2000). Задавать угол Брюстера можно подбором соответствующей разности показателей преломления полимера. Возможно получение углов Брюстера, превышающих  $90^\circ$ , а также его мнимых значений. Это означает, что волны с ТМ-поляризацией отражаются практически при любых углах падения.

К сожалению, все перечисленные всенаправленные отражатели состоят в основном из диэлектрических материалов, что делает практически невозможным их использование в составе светодиодов.

Металлы способны отражать излучение в широком диапазоне длин волн и углов падения. Их область непрозрачности (высокой отражательной способности) ограничена плазменной частотой газа свободных электронов (Drude, 1904; Lorentz, 1909). Однако возбуждение электронов, вызванное излучением, падающим на поверхность металлов, расходуется не только на отражение света, но и на его поглощение, что связано с электрон-фононным рассеянием. Поэтому для чисто металлических отражателей характерны большие потери при отражении, особенно при использовании материалов с высокими показателями преломления.

На рис. 10.12 показан отражатель, обладающий высокой отражательной способностью и круговыми характеристиками отражения, способный проводить ток (Schubert, 2001, 2004). Он состоит из трех слоев: полупроводникового, диэлектрического и металлического и называется трехслойным отражателем с круговой направленностью. В диэлектрическом слое сделан ряд микроконтактов, обеспечивающих электропроводность всей структуры. Показатель преломления диэлектрического слоя должен быть как можно более низким для обеспечения большего различия в показателях преломления с соседними полупроводниковым и металлическим слоями. Из-за высоких коэффициентов поглощения показатели преломления металлов выражаются комплексными числами.

На рис. 10.13 представлены зависимости отражательной способности трехслойного отражателя с круговой направленностью от длины волны и углов падения излучения, рассчитанные матричным методом. Здесь же приведены аналогичные зависимости для двух типов зеркал Брэгга (Gessmann et al., 2003). Видно, что трехслойный отражатель обладает круговой направленностью отражательных характеристик и обеспечивает высокий коэффициент отражения в широком диапазоне

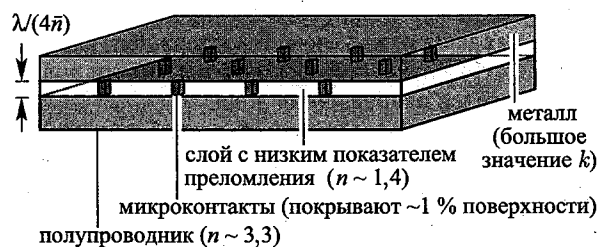


Рис. 10.12. Структура отражателя с круговой направленностью, состоящего из трех слоев: полупроводникового, диэлектрического и металлического. Микроконтакты, выполненные в диэлектрическом слое, обеспечивают электропроводность всей структуры (Gessmann et al., 2003)

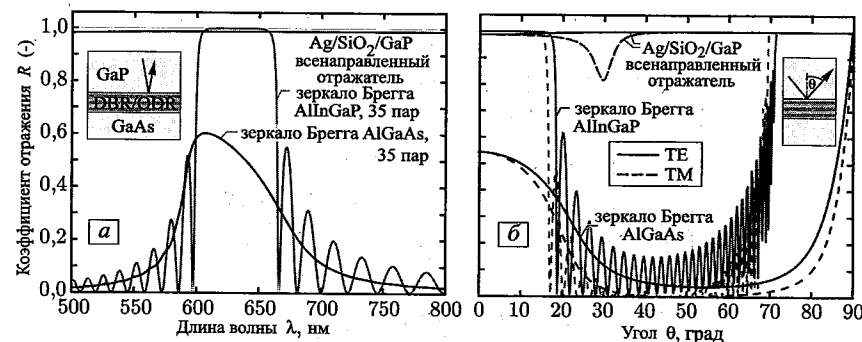


Рис. 10.13. Расчетные зависимости коэффициента отражения трехслойного отражателя с круговой направленностью от длины волны (а) и углов падения (б) излучения. На рисунках также приведены аналогичные зависимости для зеркал Брэгга AlInGaP/AlInP (прозрачного) и AlGaAs/GaAs (поглощающего) (Gessmann et al., 2003)

длин волн. Однако при углах падения  $\sim 30^\circ$  на отражательных характеристиках ТМ-волн наблюдается небольшой провал коэффициента отражения. Этот провал вызван снижением отражательной способности границы раздела полупроводник-диэлектрик для лучей, падающих под углом Брюстера. Интегральная отражательная способность трехслойных отражателей очень велика и может даже превышать 99%.

Для нормально падающих лучей ( $\theta = 0^\circ$ ), коэффициент отражения трехслойного всенаправленного отражателя определяется следующим аналитическим выражением:

$$R_{ODR} = \left\{ [(\bar{n}_s - \bar{n}_{li}) \cdot (\bar{n}_{li} + \bar{n}_m) + (\bar{n}_s + \bar{n}_{li}) \cdot k_m]^2 + [(\bar{n}_s - \bar{n}_{li}) \cdot k_m + (\bar{n}_{li} - \bar{n}_m) \cdot (\bar{n}_s + \bar{n}_{li})]^2 \right\} \times \left\{ [(\bar{n}_s + \bar{n}_{li}) \cdot (\bar{n}_{li} + \bar{n}_m) + (\bar{n}_s - \bar{n}_{li}) \cdot k_m]^2 + [(\bar{n}_s + \bar{n}_{li}) \cdot k_m + (\bar{n}_{li} - \bar{n}_m) \cdot (\bar{n}_s - \bar{n}_{li})]^2 \right\}^{-2}, \quad (10.30)$$

где  $\bar{n}_{li}$  и  $\bar{n}_s$  — показатели преломления диэлектрика и полупроводника,  $N_m = \bar{n}_m + ik_m$  — комплексный показатель преломления металла. В уравнении предполагается, что толщина диэлектрического слоя с низким показателем преломления равна  $\lambda_0/(4\bar{n}_{li})$ , т.е. этот слой является четвертьволновым. Для структуры Al/InGaP/SiO<sub>2</sub>/Ag, излучающей свет с длиной волны 630 нм, из уравнения (10.30) следует, что ее  $R_{ODR}(\theta = 0^\circ) = 98,8\%$ . Для структуры без диэлектрического слоя эта величина составляет 96,1%.

В работе Гессмана (Gessmann et al., 2003) описаны светодиоды AlInGaP с трехслойными всенаправленными отражателями, излучающие на длине волны 650 нм. Площадь микроконтактов в них состав-

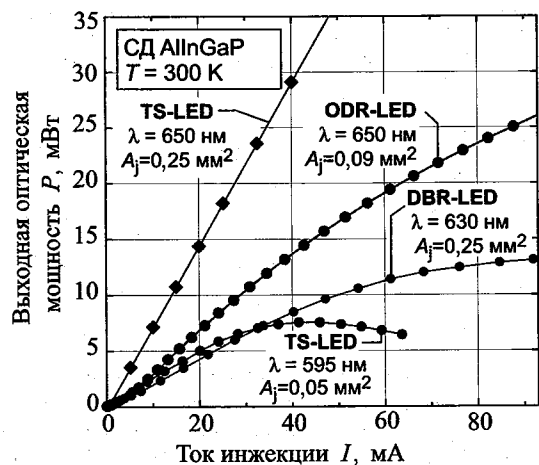


Рис. 10.14. Зависимости выходной оптической мощности от тока инжекции для нескольких типов светодиодов. Светодиоды с всенаправленными отражателями обладают более высокой выходной мощностью по сравнению с устройствами с зеркалами Брэгга. ODR-LED — светодиод с всенаправленным отражателем, DBR-LED — светодиод с распределенным зеркалом Брэгга, TS-LED — светодиод с прозрачной подложкой

ляла 1% от поверхности слоя. На рис. 10.14 показаны зависимости выходной оптической мощности от тока инжекции для нескольких типов светодиодов. Видно, что светодиоды с отражателями с круговой направленностью обладают большей выходной мощностью, чем светодиоды с зеркалами Брэгга.

Были также созданы светодиоды с всенаправленными отражателями на основе InGaP (Kim et al., 2004). Отражатели состояли из омического контакта RuO<sub>2</sub>, слоя GaN *p*-типа, четвертьволнового слоя SiO<sub>2</sub> с низким показателем преломления с сеткой микроконтактов и слоя серебра. Из расчетов следует, что для отражателей GaN/SiO<sub>2</sub>/Ag среднеугловая отражательная способность для излучения с длиной волны  $\lambda = 450$  нм составляет 98%, что гораздо выше, чем у распределенных зеркал Брэгга Al<sub>0,25</sub>Ga<sub>0,75</sub>N/GaN (49%) и серебряных отражателей (94%). Было показано, что отражатели RuO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Ag обладают более высоким коэффициентом отражения, чем зеркала Ni/Au и даже само серебро. Поэтому светодиоды на основе InGaP с всенаправленными отражателями также имеют и самый высокий коэффициент оптического вывода излучения. По электрическим свойствам светодиоды с отражателями с круговой направленностью сравнимы со светодиодами с контактами Ni/Au. На рис. 10.15 представлены в сравнении электрические и оптические характеристики светодиодов InGaP с всенаправленными отражателями.

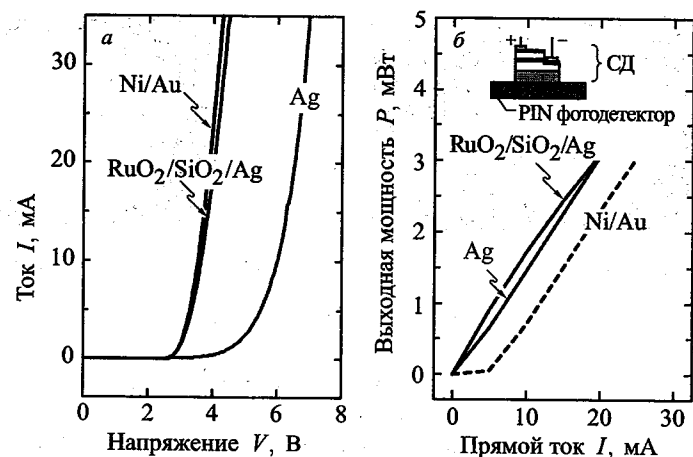


Рис. 10.15. Вольтамперные характеристики и зависимости выхода света от тока для светодиодов InGaP с всенаправленными отражателями InGaP/RuO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Ag (Kim et al., 2004)

## 10.5. Зеркальные и диффузные отражатели

В *зеркальных отражателях* угол отражения лучей равен углу их падения. Зеркальные отражатели являются детерминированными устройствами, поскольку в них углы отражения всегда задаются углами падения лучей. *Диффузные отражатели* ведут себя противоположным образом, что показано на рис. 10.16. Интенсивность отраженного излучения в них распределена по широкому диапазону углов, независимых от углов падения лучей. Далее будут рассмотрены свойства ламбертовских источников излучения и ламбертовских отражателей, после чего перейдем к вопросам их использования в структурах светодиодов.

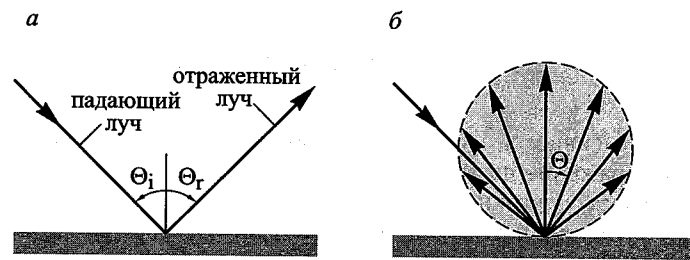


Рис. 10.16. Схематичное изображение зеркального (а) и диффузного (ламбертовского) отражателей (б). Распределение мощности отраженного диффузным отражателем излучения зависит от косинуса угла  $\Theta$



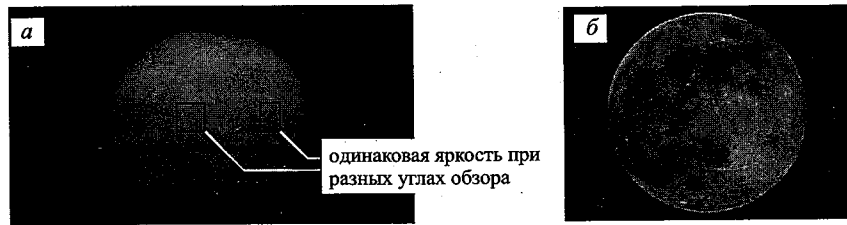


Рис. 10.17. Яркость поверхности Солнца не зависит от угла наблюдения. Солнце — хороший пример ламбертовского источника излучения (а); Луна — хороший пример ламбертовского отражателя (б)

Источниками с ламбертовской диаграммой направленности излучения называют источники, излучение которых остается постоянным независимо от угла наблюдения. Под излучением здесь понимается оптическая мощность, излучаемая единицей площади поверхности источника в пределах пространственного угла, равного одному стерadianу. Из этого определения, явившегося результатом многочисленных экспериментов, следует, что излучение и яркость ламбертовских источников не зависят от угла наблюдения. Самым ярким примером ламбертовских источников излучения является солнце. Как показано на рис. 10.17, а, любые участки солнечной поверхности обладают одинаковой яркостью, независимой от угла наблюдения. Это означает, что от того, под каким углом мы будем смотреть на поверхность солнца (под прямым или любым другим), яркость свечения этих участков не изменится. По этой же причине луну, показанную на рис. 10.17, б, можно назвать хорошим примером ламбертовского отражателя. Диффузные или ламбертовские отражатели отражают долетающие до них фотоны в произвольном направлении.

Предположим, что интенсивность излучения (оптическая мощность излучения внутри пространственного угла, равного одному стерadianу) ламбертовского источника вдоль направления, задаваемого углом  $\Theta$ , определяется выражением

$$I = I_n \cdot \cos \Theta \quad (10.31)$$

где  $I_n$  — интенсивность излучения по нормали к поверхности отражателя. Это выражение называется законом косинуса Ламберта.

Далее будет показано, что из закона Ламберта следует независимость излучения источника или его яркости в радиометрических единицах от угла наблюдения по отношению к поверхности источника. Пусть площадь поверхности ламбертовского источника равна  $A$ . Наблюдатель, находящийся под углом  $\Theta$  к поверхности источника будет видеть проекцию этой поверхности  $A \cdot \cos \Theta$ . Поэтому он будет

оценивать яркость источника как

$$\text{яркость} = \frac{I_n \cdot A \cdot \cos \Theta}{A \cdot \cos \Theta} = I_n, \quad (10.32)$$

где  $A \cdot \cos \Theta$  — площадь поверхности источника, видимая наблюдателю. Из выражения (10.32) видно, что независимо от угла обзора яркость источника будет оставаться постоянной. Подтверждение этого факта показывают фотографии на рис. 10.17.

Свет, отражающийся зеркальным отражателем в сторону эпитаксиального слоя, будет распространяться вдоль этого слоя, как по волноводу. Однако в случае диффузного отражателя часть света уйдет во внешнее пространство (рис. 10.18). Поскольку для ламбертовского отражателя справедлив закон косинуса, вероятность того, что отраженный свет попадет в выходной конус излучения, задаваемый углом  $\Theta_c$ , определяется выражением

$$p = \frac{\int_0^{\Theta_c} I_n \cdot \cos \Theta \cdot 2\pi \cdot \sin \Theta d\Theta}{\int_0^{90^\circ} I_n \cdot \cos \Theta \cdot 2\pi \cdot \sin \Theta d\Theta} = \frac{\int_0^{\Theta_c} \sin(2\Theta) d\Theta}{\int_0^{90^\circ} \sin(2\Theta) d\Theta} = \frac{1 - \cos(2\Theta_c)}{2}. \quad (10.33)$$

Применив закон Снеллиуса ( $\bar{n}_1 \cdot \sin \Theta_c = \bar{n}_2$ , где  $\bar{n}_1$  — показатель преломления волновода,  $\bar{n}_1 > \bar{n}_2$ ), получим

$$p = \frac{1 - \cos[2 \arcsin(\bar{n}_2/\bar{n}_1)]}{2} = \left(\frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1}\right)^2. \quad (10.34)$$

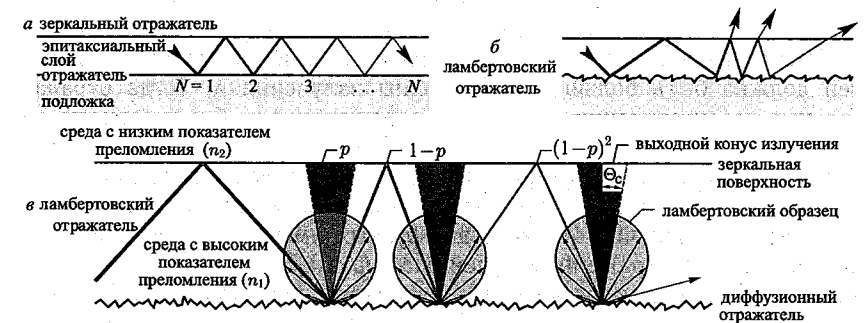


Рис. 10.18. Оптический луч, распространяющийся по эпитаксиальному слою как по волноводу, отражаясь от зеркальных границ раздела эпитаксиальный слой/подложка и эпитаксиальный слой/воздух (а). Распространение оптического луча по волноводу, ограниченное ламбертовским отражателем — границей раздела эпитаксиальный слой/подложка (б) и зеркальной границей эпитаксиальный слой/воздух (в)

Если ламбертовский отражатель обладает единичным коэффициентом отражения ( $R = 1,0$ ), интенсивность света внутри полупроводникового материала будет уменьшаться по закону геометрической прогрессии. После совершения  $N$  отражений от границ раздела, интенсивность излучения снизится до  $(1 - p)^N$ . Пусть  $N$  — число отражений, после которых интенсивность излучения уменьшается до  $1/e$ . Тогда можно записать следующее соотношение:

$$(1 - p)^N = 1/e. \quad (10.35)$$

Решив это уравнение относительно  $N$ , определим число отражений, которое необходимо совершить лучу света, перед тем как выйти за пределы полупроводника:

$$N = - \left[ \ln \left( 1 - \frac{\bar{n}_2^2}{\bar{n}_1^2} \right) \right]^{-1}. \quad (10.36)$$

В качестве примера рассмотрим слой GaN ( $\bar{n}_1 = 2,5$ ). Если внешней средой является воздух ( $\bar{n}_2 = 1$ ), получим  $N = 5,7$ . Это означает, что луч света покинет пределы волновода приблизительно через шесть диффузных отражений от его границ. Отсюда следует, что введение в структуру светодиода диффузного отражателя позволяет получить вытянутый в горизонтальном направлении излучатель, в котором не происходит снижения эффективности, часто возникающего при увеличении размеров кристалла (Kim et al., 2006).

Усилением шероховатости отражающих поверхностей металлов или диэлектриков механическими методами можно изменить их отражательные свойства с зеркальных на диффузные. Иногда для формирования диффузных отражателей на металлические поверхности наносят специальные пористые слои, например  $\text{SiO}_2$ . Это приводит к многократному преломлению, отражению и рассеянию лучей света, что расширяет диапазон направленности отраженных от поверхности фотонов.

Шероховатость поверхности идеальных ламбертовских отражателей должна быть больше длины волны излучения  $\lambda$ . Тогда отражательные характеристики диффузных отражателей не будут зависеть от углов падения лучей. Многие отражатели с текстурированными поверхностями, используемые на практике, обладают смешанными зеркально-диффузными отражательными характеристиками. Такие отражатели в отличие от чисто диффузных имеют предпочтительную направленность отраженных лучей. На рис. 10.19 показаны диаграммы направленности диффузного и смешанного (зеркально-диффузного) отражателя, а также зеркального отражателя для луча с углом падения  $45^\circ$ .

На рис. 10.20 представлены зависимости интенсивности отраженного излучения от угла отражения, экспериментально полученные для планарных серебряных отражателей с гладкой и текстурированной поверхностями. Шероховатость поверхности достигалась нанесением на подложку методом литографии сфер диаметром 700 нм из полисти-

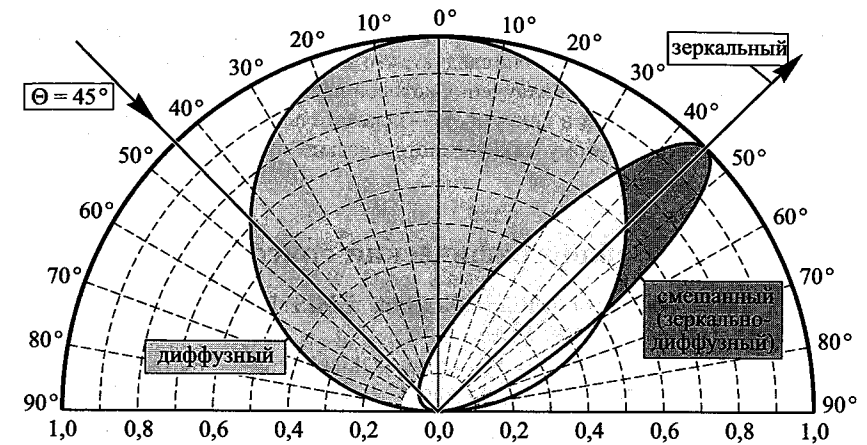


Рис. 10.19. Диаграммы направленности диффузного и смешанного (зеркально-диффузного) отражателя, а также зеркального отражателя для луча с углом падения  $45^\circ$

рола с последующим ионным травлением и нанесением слоя серебра. Видно, что диффузная отражательная способность текстурированного отражателя почти на два порядка выше, чем у серебряного с гладкой поверхностью. Однако у текстурированного отражателя наблюдается и четкий пик зеркального отражения. С помощью модели Зи и др. (Xi et al., 2006) можно количественно рассчитать соотношение диффузной и зеркальной компонент для смешанных (зеркально-диффузных) отражателей. Из этой модели следует, что для смешанного отражателя, показанного на рис. 10.20, коэффициент диффузного отражения равен  $P_{\text{diff}} / (P_{\text{spec}} + P_{\text{diff}}) = 42,8\%$ . Для представленного там же частично диффузного отражателя среднее квадратичное значение шероховатости составляло 21,2 нм. При еще большем увеличении шероховатости можно довести коэффициент диффузного отражения до 100%.

**Упражнение.** Применение ламбертовских отражателей в светодиодах

Рассмотрим ламбертовский отражатель с коэффициентом отражения, равным единице, встроенный в структуру светодиода на основе GaAs, у которого нет никаких потерь. Показатель преломления GaAs равен 3,5. Считаем, что внешней средой является воздух. Требуется рассчитать критический угол выходного конуса излучения и среднее число отражений, которые совершит фотон прежде чем вылетит за пределы материала с высоким показателем преломления.

**Решение**

$$\Theta_c = 16,6^\circ; \quad p = 8,2\%; \quad N = 11,7.$$

Можно ли найти применение гипотетическому планарному отражателю, отражающему лучи, падающие на его поверхность под любыми углами, под прямым углом? Существует ли физический принцип, не дающий реальным отражателям отражать лучи таким способом?

**Ответ.** Для таких отражателей нашлось бы много областей применения. Однако из закона сохранения яркости следует, что невозможно создать пассивную оптическую систему, яркость излучения которой превышала бы величину  $L/n^2$ , где  $L$  — яркость источника в вакууме,  $n$  — показатель преломления среды распространения света. Поэтому такие гипотетические отражатели на практике не могут быть созданы.

### Библиографический список

- Adachi S. in *Properties of Gallium Arsenide* EMIS Datareview Ser. 2, 513 INSPEC (IEE, New York, 1990).
- Adachi S., Kato H., Moki A., and Ohtsuka K. "Refractive index of  $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$  quaternary alloys" *J. Appl. Phys.* **75**, 478 (1994).
- Babic D.I., Piprek L., and Bowers J.E. in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* edited by C. W. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
- Bell L. *The Telescope* this book discusses metal reflectors in a historical context; see pp. 220–227 (McGraw Hill, New York, 1922).
- Björk G., Yamamoto Y., and Heitmann H. "Spontaneous emission control in semiconductor microcavities" in *Confined Electrons and Photons* edited by E. Burstein and C. Weisbuch (Plenum Press, New York, 1995).
- Born M. and Wolf E. *Principles of Optics* 6th edition (Pergamon Press, New York, 1989).
- Bruyant A., Lérondel G., Reece P. J., and Gal M. "All-silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional photonic crystals" *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3227 (2003).

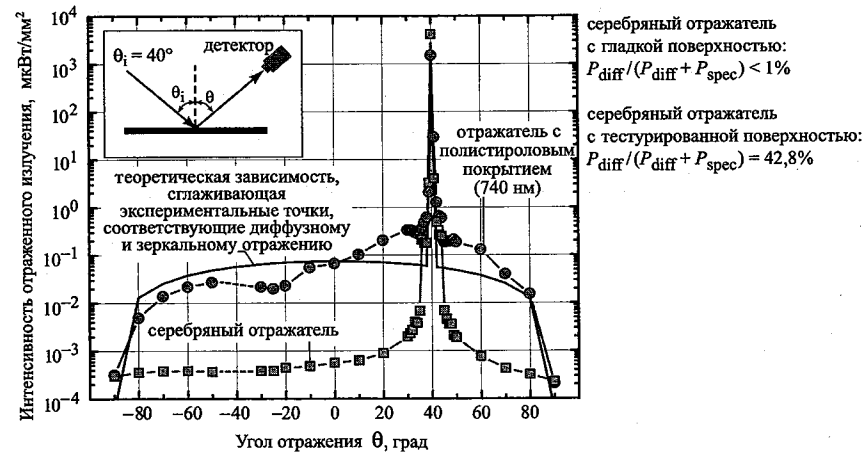


Рис. 10.20. Зависимости интенсивности отраженного излучения от угла отражения лучей для серебряных отражателей с гладкой и текстурированными поверхностями (Xi et al., 2006)

- Chen K. M., Sparks A. W., Luan H.-C., Lim D. R., Wada K., and Kimerling L. C. "SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub> omnidirectional reflector and microcavity resonator via the sol-gel method" *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3805 (1999).
- Chiou S.-W., Lee C. P., Huang C. K., and Chen C. W. "Wide angle distributed Bragg reflectors for 590 nm amber AlGaInP light-emitting diodes" *J. Appl. Phys.* **87**, 2052 (2000).
- Chiou S.-W., Chang H., Chen T.-P., and Chang C.-S. "Light emitting diodes and fabrication method thereof" US Patent 6,552,369 (2003).
- Coldren L. A. and Corzine S. W. *Diode Lasers and Photonics Integrated Circuits* (John Wiley and Sons, New York, 1995).
- Drude P. "Optische Eigenschaften und Elektronen Theorie I" ("Optical properties and electron theory I") *Annalen der Physik* **14**, 677 (1904); see also "Optische Eigenschaften und Elektronen Theorie II" ("Optical properties and electron theory II") *Annalen der Physik* **14**, 936 (1904).
- Gessmann Th., Schubert E. F., Graff J. W., Streubel K., and Karnutsch C. "Omnidirectionally reflective contacts for light-emitting diodes" *IEEE Electron. Dev. Lett.* **24**, 683 (2003).
- Fink Y., Winn J. N., Fan S., Chen C., Michel J., Joannopoulos J. D., Thomas E. L. "A dielectric omnidirectional reflector" *Science* **282**, 1679 (1998).
- Hecht J. *Understanding Fiber Optics* (Pearson Education, Upper Saddle River NJ, 2001).
- Hornig R. H., Wu D. S., Wei S. C., Huang M. F., Chang K. H., Liu P. H., and Lin K. C. "AlGaInP/AuBe/glass light-emitting diodes fabricated by wafer bonding technology" *Appl. Phys. Lett.* **75**, 154 (1999a).
- Hornig R. H., Wu D. S., Wei S. C., Tseng C. Y., Huang M. F., Chang K. H., Liu P. H., and Lin K. C. "AlGaInP light-emitting diodes with mirror substrates fabricated by wafer bonding" *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3054 (1999b).
- Jewell J. L., Huang K. F., Tai K., Lee Y. H., Fischer R. J., McCall S. L., and Cho A. Y. "Vertical cavity single quantum well laser" *Appl. Phys. Lett.* **55**, 424 (1989).
- Jewell J. L. personal communication (1992).
- Kato T., Susawa H., Hirotsu M., Saka T., Ohashi Y., Shichi E., and Shibata S. "GaAs/GaAlAs surface emitting IR LED with Bragg reflector grown by MOCVD" *J. Cryst. Growth* **107**, 832 (1991).
- Kepler J. *Dioptrice* (1611).
- Kim J. K., Gessmann T., Luo H., and Schubert E. F. "GaInN light-emitting diodes with RuO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Ag omni-directional reflector" *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4508 (2004).
- Kim J. K., Luo H., Xi Y., Shah J. M., Gessmann T., and Schubert E. F. "Light extraction in GaInN light-emitting diodes using diffuse omnidirectional reflectors" *Journal of the Electrochemical Society* **153**, G105 (2006).
- Kish F. A. and Fletcher R. M. "AlGaInP light-emitting diodes" in *High Brightness Light-Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, Semiconductors and Semimetals **48** (Academic, San Diego, 1997).

- Koyama F., Kinoshita S., and Iga K. "Room temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical-cavity surface-emitting laser" *Appl. Phys. Lett.* **55**, 221 (1989).
- Li H., Gu G., Chen H., and Zhu S. "Disordered dielectric high reflectors with broadband from visible to infrared" *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3260 (1999).
- Lorentz H. A. *The Theory of Electrons and its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat* (Teubner, Leipzig, Germany, 1909).
- Margalith T., Buchinsky O., Cohen D. A., Abare A. C., Hansen M., Den-Baars S. P., and Coldren L. A. "Indium tin oxide contacts to gallium nitride optoelectronic devices" *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3930 (1999).
- McCall S. L., Levi A. F. J., Slusher R. E., Pearton S. J., and Logan R. A. "Whispering-gallery mode microdisk lasers" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 289 (1992).
- Mergel D., Stass W., Ehl G., and Barthel D. "Oxygen incorporation in thin films of  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$  prepared by radio frequency sputtering" *J. Appl. Phys.* **88**, 2437 (2000).
- Palik E. D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, San Diego, 1998).
- Ray S., Banerjee R., Basu N., Batabyal A. K., and Barua A. K. "Properties of tin doped indium oxide thin films prepared by magnetron sputtering" *J. Appl. Phys.* **54**, 3497 (1983).
- Schubert E. F., Tu L.-W., Zyzdik G. J., Kopf R. F., Benvenuti A., and Pinto M. R. "Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 466 (1992a).
- Schubert E. F., Tu L.-W., and Zyzdik G. J. "Elimination of heterojunction band discontinuities" US Patent № 5,170,407 (1992b).
- Schubert E. F. "Light-emitting diode with omni-directional reflector" US Patent application 60/339,335 (2001).
- Schubert E. F. "Light-emitting diode with omni-directional reflector" US Patent 6,784,462; issued Aug. 31 (2004).
- Sheu J. K., Su Y. K., Chi G. C., Jou M. J., and Chang C. M. "Effects of thermal annealing on the indium tin oxide Schottky contacts of n-GaN" *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3317 (1998).
- Shin J. H., Shin S. H., Park J. I., and Kim H. H. "Properties of dc magnetron sputtered indium tin oxide films on polymeric substrates at room temperature" *J. Appl. Phys.* **89**, 5199 (2001).
- Smith G. M., Forbes D. V., Coleman J. J., and Verdeyen J. T. "Optical properties of reactive ion etched corner reflector strained-layer InGaAs-GaAs-AlGaAs quantum-well lasers" *IEEE Photonics Technol. Lett.* **5**, 873 (1993).
- Streubel K., personal communication (2000).
- Tu L. W., Schubert E. F., Kopf R. F., Zyzdik G. J., Hong M., Chu S. N. G., and Mannaerts J. P. "Vertical cavity surface emitting lasers with semitransparent metallic mirrors and high quantum efficiencies" *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2045 (1990).
- Weber M. F., Stover C. A., Gilbert L. R., Nevitt T. J., and Ouder Kirk A. J. "Giant birefringent optics in multilayer polymer mirrors" *Science* **287**, 2451 (2000).

- Xi Y., Kim J. K., Mont F., Gessmann Th., Luo H., and Schubert E. F. "Quantitative assessment of diffusivity and specularity of surface-textured reflectors for light extraction in light-emitting diodes" manuscript in preparation (2006).
- Yariv A. *Quantum Electronics* 3rd edition (John Wiley and Sons, New York, 1989).

#### Дополнение редактора

1. Ярив А. Квантовая электроника, 2 изд. — М.: Советское радио, 1980. — 488 с.

## Глава 11

# КОРПУСА ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ МАЛОЙ И БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

В состав корпусов светодиодов обязательно входят два электрических вывода и оптически прозрачное окно для вывода излучения. Корпуса для мощных светодиодов, как правило, также содержат теплоотвод для рассеяния избытков тепла. Материалы для окон корпуса должны обладать следующими свойствами: оптической прозрачностью, высоким показателем преломления, химической инертностью, стабильностью при высокой температуре и герметичностью. Монтаж кристалла в корпус с окном, по показателю преломления находящимся между воздухом и полупроводником, увеличивает эффективность вывода излучения. Большинство корпусов светодиодов изготавливается из полимеров с показателями преломления в диапазоне от 1,5 до 1,8. Уменьшение разницы показателей преломления на поверхности полупроводника увеличивает угол полного внутреннего отражения, что расширяет конус вывода излучения и увеличивает эффективность вывода излучения.

На рис. 11.1, *а* показан вариант корпуса маломощного светодиода. Кристалл светодиода крепится выводами вверх, приклеивается или припаивается на дне чашеподобного углубления (чашки отражателя), соединенного с одним из электрических контактов (обычно с катодом). Провод к верхнему контакту светодиода соединяется со вторым выводом (анодом). Такой корпус часто называют корпусом T1-3/4 или 5 мм-корпусом.

В маломощных светодиодах корпуса, как правило, имеют форму полусфер, как показано на рис. 11.1, *а*; поэтому лучи выходящего света всегда попадают на границу раздела корпус-воздух под прямыми углами. Таким образом, на этой границе раздела не возникает полное внутреннее отражение. Существуют и несферические типы корпусов, например прямоугольные и цилиндрические с плоскими верхними поверхностями (рис. 11.1, *б*). Плоские поверхности используют, если светодиоды должны быть заподлицо с поверхностью устройств, в которые они встраиваются, или если на них будут смотреть только под углами, близкими к прямым. Корпуса должны защищать светодиоды от нежелательных механических воздействий, влажности и химических реагентов. Корпуса скрепляют конструкцию, состоящую из анодных и катодных выводов, кристалла светодиода и соединительных проводов.

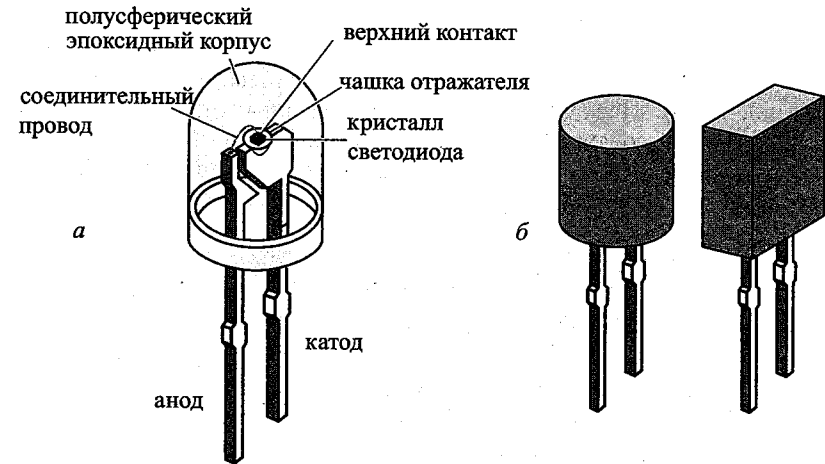


Рис. 11.1. Типичные корпуса светодиодов: *а* — светодиод в полусферическом корпусе, *б* — светодиоды в цилиндрическом и прямоугольном корпусах

На рис. 11.2 представлена фотография группы светодиодов на монтажной рамке с выводами. Индивидуальные рамки монтируются на временном креплении, удаляемом после завершения монтажа светодиода (крепления кристалла, подсоединения проводов). Эпоксидный корпус обеспечивает механическую связь между анодным и катодным выводами. Кристалл светодиода крепится к плоской поверхности дна чашки отражателя, обладающего высокой отражательной способностью, при помощи проводящей эпоксидной смолы, содержащей серебро. Отметим, что в случае мощных светодиодов для крепления кристаллов с отражателем предпочитают использовать металлсодержащие спай, поскольку их тепловое сопротивление намного ниже, чем у проводящих эпоксидных смол.

На рис. 11.3 показан корпус мощного светодиода. Корпуса для мощных СД, как правило, отводят тепло от кристалла светодиода к радиатору. Такой путь может обеспечивать специально изготовленная печатная плата. Корпус, показанный на рис. 11.3, обладает тремя характерными особенностями. Во-первых, в его состав входит алюминиевый или медный радиатор, имеющий низкое тепловое сопротивление, к которому при помощи содержащего металл припоя, крепится кристалл светодиода. Во-вторых, кристалл светодиода герметизируется силиконом, обеспечивающим отсутствие механических напряжений во время эксплуатации. На силикон наносится пластиковое покрытие, играющее роль линзы. В-третьих, кремниевая подложка, на которую крепится светодиод, обеспечивает конструкции защиту от электростатических разрядов.

На рис. 11.4 представлены фотографии корпусов мощных светодиодов. Видны гребенчатые контакты светодиодов на основе нитри-

да галлия (рис. 11.4, б). На рис. 11.4, в показано крепление корпуса светодиода к печатной плате, обладающей высокой теплопроводностью и обеспечивающей эффективное охлаждение всей структуры (LED Museum, 2003). Несколько чипов, расположенных на одной подложке, могут быть соединены последовательно, что позволяет увеличивать рабочее напряжение при одновременном снижении рабочих токов (Krames et al., 2002, 2003).

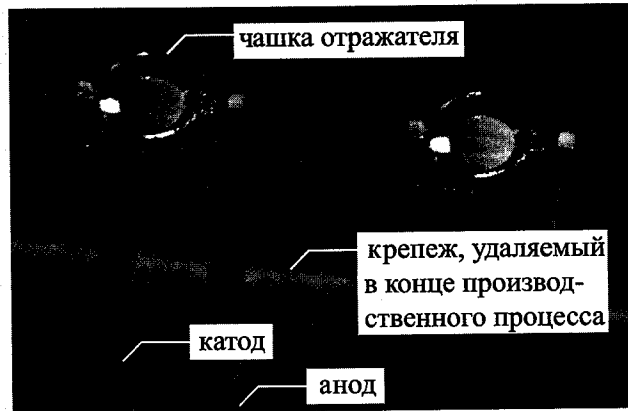


Рис. 11.2. Монтажная рамка, используемая для серийного изготовления светодиодов в 5 мм-корпусах. По окончании монтажа светодиодов и формирования корпусов крепление, обеспечивающее механическую жесткость конструкции в процессе изготовления, удаляется

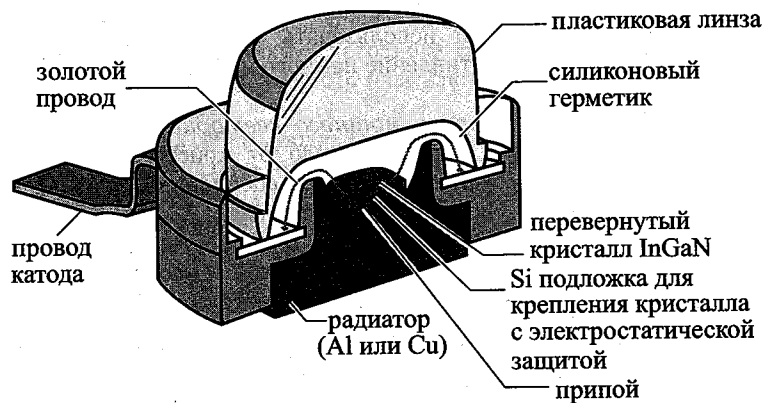


Рис. 11.3. Поперечное сечение корпуса мощного светодиода. Для эффективного теплоотвода радиатор может припаиваться к специальной печатной плате. Такой корпус, предложенный компанией Lumileds Corp., называется корпусом Барракуда (Krames et al., 2003)

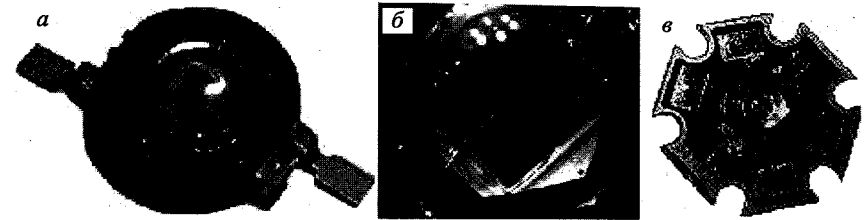


Рис. 11.4. Корпус мощного светодиода (а); кристалл светодиода в корпусе (б); корпус на печатной плате, обладающей высокой теплопроводностью (в): а — Krames et al., 2003, б и в — LED Museum, 2003

### 11.1. Защита от электростатических разрядов

Одной из основных причин выхода из строя электронных и оптоэлектронных компонентов являются электростатические разряды (Voldman, 2004). Рассмотрим ситуацию, когда на один из электродов диода попал заряд  $+Q$ . Предположим, что через время  $\Delta t$  этот заряд исчезнет. Это значит, что через диод протекал ток, равный  $I = +Q/\Delta t$  (считается, что заряд уменьшался равномерно).

Сначала рассмотрим случай попадания заряда на катод светодиода, анод которого заземлен. Очевидно, что при этом путь разрядного тока проходит через обратно смещенный диод. Представим эквивалентную схему, соответствующую данному случаю, в виде конденсатора  $C$  и параллельного резистора  $R_p$ . Тогда в установившемся состоянии при протекании через диод разрядного тока напряжение на диоде будет равно  $I \cdot R_p$ . Это значит, что за время  $\Delta t$  на светодиоде рассеется энергия  $I^2 \cdot R_p \cdot \Delta t$ .

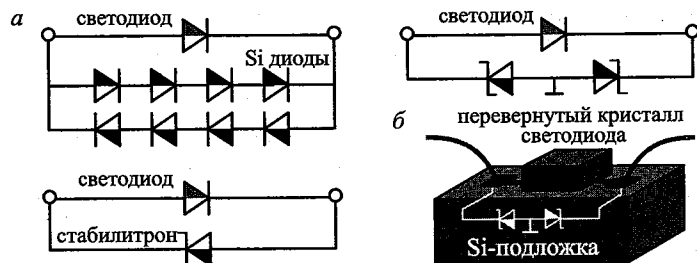
Дальше рассмотрим случай, когда заряд попадает на анод светодиода, катод которого заземлен. Ток теперь будет идти через прямо смещенный диод, эквивалентную схему которого можно представить в виде источника напряжения с выходным напряжением  $V_{th}$  и последовательного резистора  $R_s$ . В установившемся режиме напряжение на  $p-n$ -переходе будет  $V_{th} + I \cdot R_s$ . При больших токах оно определяется в основном вторым слагаемым, т.е. на прямо смещенном диоде за время  $\Delta t$  величина рассеиваемой энергии составит  $I^2 \cdot R_s \cdot \Delta t$ .

Поскольку  $I^2 \cdot R_p \cdot \Delta t \gg I^2 \cdot R_s \cdot \Delta t$ , при протекании разрядного тока через обратно смещенный диод рассеивается гораздо больше энергии, чем при его протекании через прямо смещенный светодиод. Отсюда следует, что *обратные* разрядные токи намного опасней *прямых токов*. Это заключение было подтверждено экспериментально (Wen et al., 2004).

Светодиоды с большой шириной запрещенной зоны, например диоды GaN, особенно сильно страдают от электростатических разрядов. Это объясняется большой величиной их сопротивлений  $R_p$  (малыми обратными токами насыщения и высокими напряжениями пробоя).

Поэтому для светодиодов на основе нитридов III группы были разработаны схемы защиты от электростатических разрядов (Steigerwald et al., 2002; Sheu, 2003).

На рис. 11.5 показаны три варианта схем защиты от электростатических разрядов: в виде последовательности кремниевых диодов, с одним стабилитроном и с двумя стабилитронами (Steigerwald et al., 2002; Lumileds, 2004). Ток, вызванный электростатическим напряжением, минуя светодиод, проходит через параллельную защитную цепь. Такие схемы особенно хорошо работают с разрядами обратной полярности. Цепи защиты от электростатических разрядов, как правило, совмещаются с кремниевой подложкой (Steigerwald et al., 2002; Lumileds, 2004). Использование одного или двух стабилитронов или применение цепочек из последовательно включенных кремниевых диодов приводит к увеличению порогового напряжения защитной цепи до значений, превышающих напряжение включения светодиода. Поэтому в режиме нормальной работы через схему защиты течет незначительный ток.



Было предложено (Sheu, 2003) разместить в одном кристалле светодиод и диод Шоттки. Структура, показанная на рис. 11.6, а, состоит из диода с большой площадью *p-n*-перехода, отделенного глубокой бороздкой от диода Шоттки малой площади. Диод Шоттки, сформированный на буферном слое *n*-типа светодиода InGaN, оказывается смещенным в прямом направлении, когда на светодиод подается напряжение обратной полярности. Разрядный ток обратной полярности течет в основном через диод Шоттки, минуя *p-n*-переход, что предотвращает его пробой. При разрядных токах прямой полярности ток течет через *p-n*-переход. На рис. 11.6, б показана альтернативная схема, в которой диод Шоттки заменен на *p-n*-переход (Cho, 2005).

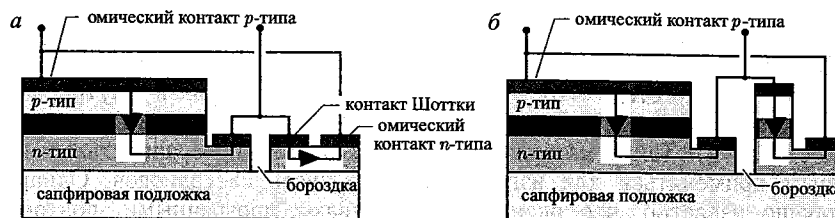


Рис. 11.6. Схемы защиты от электростатических разрядов, размещенные на одном кристалле со светодиодом: а — диод Шоттки, сформированный на буферном слое *n*-типа светодиода InGaN; (б) — диод Шоттки заменен на *p-n*-переход малой площади (Cheu, 2003)

## 11.2. Тепловое сопротивление корпусов светодиодов

Тепловое сопротивление корпуса светодиода и максимальная рабочая температура определяют максимальную тепловую мощность, рассеиваемую в нем. Максимальная рабочая температура, как правило, определяется соображениями надежности, деградации пластика корпуса и величины квантового выхода излучения светодиода. На рис. 11.7 показаны варианты светодиодных корпусов, а также приведены значения их тепловых сопротивлений (Arik et al., 2002). Тепловое сопротивление первых корпусов светодиодов, появившихся в конце 1960-х гг. и до сих пор используемых для маломощных диодов, составляет ~ 250 К/Вт. Корпуса с алюминиевыми или медными радиаторами, передающими тепло от кристалла непосредственно к печатной плате, на которой и происходит рассеяние тепла, обладают тепловым сопротивлением в диапазоне от 6–12 К/Вт. Предполагается, что тепловое сопротивление современных корпусов мощных светодиодов с пассивным охлаждением будет меньше 5 К/Вт.

Заметим, что в корпусах, изображенных на рис. 11.7, не активного охлаждения, т. е. вентиляторов. Радиаторы с охлаждающими ребрами и вентиляторами обычно применяют для охлаждения электронных микрочипов, включая кремниевые микропроцессоры КМОП. Их тепловое сопротивление меньше 5 К/Вт. Использование активного охлаждения снижает эффективность потребления электроэнергии систем освещения на основе СД.

## 11.3. Химический состав материалов для корпусов светодиодов

К корпусам светодиодов предъявляется несколько требований: они должны быть прозрачными, химически стабильными, герметичными, обладать высокими показателями преломления и выдерживать высокие температуры. Все корпуса светодиодов изготавливаются из полимеров;

структурные формулы некоторых из них представлены на рис. 11.8. Молекула самого простого полимера состоит из цепочки углеводородов (рис. 11.8, а). Ответвления и перекрестные связи внутри молекул полимеров приводят к образованию материалов типа резины (рис. 11.8, б). Такие материалы обладают низкой прозрачностью и не могут применяться для изготовления корпусов светодиодов. Однако хорошо известно, что оксиды часто бывают прозрачными, поэтому в химическом составе материалов для корпусов светодиодов всегда присутствует кислород.

Чаще всего корпуса светодиодов изготавливают из *эпоксидной смолы* (часто называемой эпоксидкой). Такие корпуса прозрачны и не деградируют при использовании их в светодиодах длинноволновой части видимой и инфракрасной областях спектра. Однако отмечено (Barton et al., 1998), что эпоксидные смолы теряют свою прозрачность при использовании в коротковолновых СД, излучающих в голубой, фиолетовой или УФ-области спектра. Эпоксидные смолы химически стабильны до температур ~ 120 °С. Длительное воздействие более высоких температур приводит к их пожелтению, т. е. к потере прозрачности.

На рис. 11.8, в показана *эпоксидная группа*, в состав которой входит кислород, связанный с двумя спаренными атомами углерода. Такие кольцевые эпоксидные группы являются составными частями структуры эпоксидной смолы, представленной на рис. 11.8, г. Твердые эпоксидные смолы — стехиометрические смеси двух жидких компонентов — вещества с эпоксидными группами и смолы, содержащей две гидроксильные группы. *Смолы* представляют собой маслообразные вещества, в состав которых часто входят фенольные группы. Фенольная

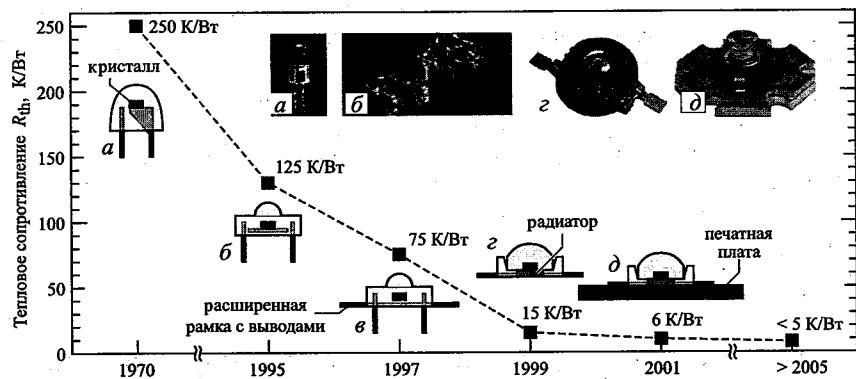


Рис. 11.7. Тепловое сопротивление корпусов светодиодов: а — «5 мм», б — с низким профилем, в — с низким профилем и расширительной рамкой, г — с радиатором, д — с радиатором, смонтированным на печатной плате. Торговые марки данных корпусов: б и в — «Piranha» (Hewlett Packard Corp.); г и д — «Barracuda» (Lumileds Corp.) или «Dragon» (Osram Opto Semiconductors Corp.) (Arik et al., 2002)

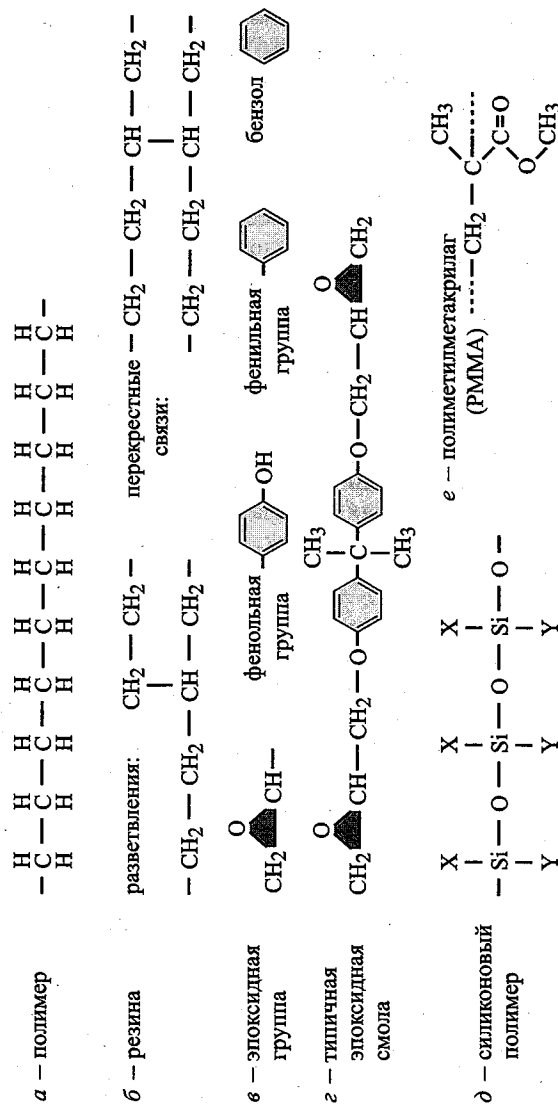


Рис. 11.8. Химические структуры полимеров. В качестве материалов для корпусов светодиодов используют эпоксидные смолы, силиконовые полимеры и полиметилметакрилаты (PMMA). В структуре силиконовых полимеров X и Y представляют атомы или молекулы: H, CH<sub>3</sub> (метил) или C<sub>6</sub>H<sub>5</sub> (фенил)



группа  $-C_6H_4-OH$  получается из фенильной  $-C_6H_5$  удалением одного атома водорода и его заменой на гидроксильную группу  $-OH$ . Фенильная группа получается из бензола — хорошо известного шестиатомного углеродного кольца  $C_6H_6$  удалением одного атома водорода. В процессе реакции полимеризации при повышенной температуре эпоксидные группы объединяются с гидроксильными группами смолы.

Типичные эпоксидные смолы, применяемые для изготовления корпусов светодиодов, являются термически обрабатываемыми двухсоставными жидкостными системами, состоящими из вещества на основе бис-фенола-А или циклической алифатической эпоксидной смолы и ангидрида (Kumar et al., 2001). Эпоксидная смола при формировании подвергается кратковременной высокотемпературной обработке (при  $120^\circ C$ ). Двухсоставные системы должны быть стехиометрическими смесями. Композиции с большим содержанием смолы обладают более низкими температурами полимеризации, а повышение содержания отвердителя в смеси может привести к изменению цвета корпусов светодиодов. Показатель преломления эпоксидных смол близок к 1,6. К достоинствам эпоксидных смол, кроме прозрачности, можно отнести их хорошие механические свойства и высокую температурную стабильность. Однако длительная тепловая обработка эпоксидных смол при температурах выше  $120^\circ C$  приводит к их обесцвечиванию и потере прозрачности. В работах Кумара и др. (Kumar et al., 2001), Горчика (Gorgzyk, 2001) и Флика (Flick, 1993) описаны эпоксидные смолы, полученные не только методом термообработки, но и обработкой СВЧ и УФ.

С начала 2000 гг. для улучшения термостабильности корпусов светодиодов вместо эпоксидных смол стали применять *кремний-органические соединения (силиконы)*, которые сохраняют свои характеристики до температур  $\sim 190^\circ C$ , что значительно превышает рабочий температурный диапазон смол (Crivello, 2004). Кроме того, силикон — упругий материал (он сохраняет это свойство на протяжении нескольких десятилетий), что позволяет снижать механическую нагрузку на полупроводниковый кристалл. *Силикон* является полимером, основная структура которого показана на рис. 11.8, д. Как видно, в состав силикона входят атомы кремния и кислорода, поэтому он по своим свойствам гораздо ближе к  $SiO_2$ , чем эпоксидные смолы. Это означает, что силиконовые корпуса светодиодов обладают лучшей химической и температурной стабильностью, чем корпуса из эпоксидных смол, и гораздо реже теряют свою прозрачность. Возможно, было бы неплохо изготавливать корпуса светодиодов из материалов типа  $SiO_2$ , обладающих такими же высокими прозрачностью и стабильностью (химической и температурной) (Crivello, 2004). Однако следует помнить, что  $SiO_2$  не имеет той упругости, которую может предложить силикон.

*Полиметилметакрилат (РММА)* пока еще довольно редко используется для изготовления корпусов светодиодов. На рис. 11.8, е показана химическая структура элементарной ячейки метилметакрилата. Поли-

метилметакрилат РММА также известен под названиями акриловое стекло или плексиглас. Он обладает сравнительно низким показателем преломления (1,49 в диапазоне длин волн 500–650 нм). Поэтому при использовании РММА-корпусов для светодиодов, выполненных на основе полупроводниковых материалов с высокими показателями преломления, полученные структуры имеют ограничения по величине оптического вывода.

#### 11.4. Улучшенные структуры корпусов светодиодов

В работе Ли и др. (Lee et al., 2004) описаны *корпуса светодиодов с градиентным изменением показателя преломления*, состоящие из нескольких слоев материалов с разными показателями преломления. Слой с наибольшим показателем находится в непосредственном контакте с полупроводниковым кристаллом. Внешние слои корпуса обладают меньшими показателями. Корпуса с градиентным изменением показателя преломления обеспечивают более высокие коэффициенты оптического вывода излучения, чем с корпуса с постоянным показателем преломления.

Иногда в состав материалов для изготовления корпусов светодиодов вводят специальные *минеральные добавки*, заставляющие свет отражаться, преломляться и рассеиваться, что делает диаграмму направленности излучения круговой и изотропной. В многоцветных светодиодах (например в многокристальных светодиодах белого свечения) такие добавки позволяют получать равномерное распределение цвета. В качестве минеральных добавок, как правило, используются оптически прозрачные вещества —  $TiO_2$ ,  $CaF_2$ ,  $SiO_2$ ,  $CaCO_3$  и  $BaSO_4$ , показатели преломления которых отличаются от показателя материала корпуса (Reeh et al., 2003).

В работе (Lester et al., 1998) предложено вводить в материалы для корпусов светодиодов *наночастицы*, имеющие высокий показатель преломления, например оксидов магния, титана, иттрия, циркония, алюминия,  $GaN$ ,  $AlN$ ,  $ZnO$ ,  $ZnSe$ . Наночастицы, встроенные в исходный материал (как правило, полимер), не вызывают рассеяния света, если они распределены равномерно и их размер намного меньше длины волны излучения. Показатель преломления материала с введенными наночастицами определяется следующим выражением:

$$\bar{n} = \frac{\bar{n}_{host} \cdot V_{host} + \bar{n}_{nano} \cdot V_{nano}}{V_{host} + V_{nano}}, \quad (11.1)$$

где  $V_{host}$  и  $V_{nano}$  — объемы исходного материала и наночастиц. При большой концентрации наночастиц показатель преломления материала со встроенными наночастицами может намного превышать показатель исходного материала, что увеличивает выходной конус излучения светодиода и повышает его коэффициент оптического вывода.

## Библиографический список

- Arik M., Petroski J., and Weaver S. "Thermal challenges in the future generation solid state lighting applications: light emitting diodes" *Eighth Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems* (Cat. No.02CH37258) May 30–June 1 2002, p. 113 (IEEE, Piscataway NJ, 2002).
- Barton D.L., Osinski M., Perlin P., Helms C.J., and Berg N.H. "Life tests and failure mechanisms of GaN/AlGaIn/InGaIn light-emitting diodes" *Proc. SPIE* **3279**, 17 (1998).
- Cho J., Samsung Advanced Institute of Technology, Suwon, Korea, частное сообщение (2005).
- Crivello J. V., Rensselaer Polytechnic Institute, частное сообщение (2004).
- Flick E. W. *Epoxy Resins, Curing Agents, Compounds, and Modifiers: An Industrial Guide* (Noyes Data Corporation/Noyes Publications, Park Ridge NJ, 1993).
- Gorczyk J., Bogdal D., Pielichowski J., and Penczek P. "Synthesis of high molecular weight epoxy resins under microwave irradiation" *Fifth International Electronic Conference on Synthetic Organic Chemistry* (ECSOC-5), <http://www.mdpi.org/ecsoc-5.htm>, 1t30 (September 2001).
- Krames M. R., Steigerwald D. A., Kish Jr. F. A., Rajkomar P., Wierer Jr. J. J., and Tan T. S. "III-nitride light-emitting device with increased light generating capability" US Patent 6,486,499 B1 (2002).
- Krames M. R. "Overview of current status and recent progress of LED technology" *US Department of Energy Workshop "Solid State Lighting – Illuminating the Challenges"* Crystal City, VA, Nov. 13–14, 2003.
- Kumar R. N., Keem L. Y., Mang N. C., and Abubakar A. "Ultraviolet radiation curable epoxy resin encapsulant for light-emitting diodes" *4th International Conference on Mid-Infrared Optoelectronics Materials and Devices* (MIOMD) (2001).
- LED Museum, <http://ledmuseum.home.att.net/agilent.htm> (2003).
- Lee B. K., Goh K. S., Chin Y. L., and Tan C. W. "Light emitting diode with gradient index layering" US Patent 6,717,362 B1 (2004).
- Lester S. D., Miller J. N., and Roitman D. B. "High refractive index package material and light emitting device encapsulated with such material" US Patent 5,777,433 (1998).
- Lumileds Corporation *Luxeon reliability* Application Brief **AB25**, 11 (2004).
- Reeh U., Höhn K., Stath N., Waitl G., Schlotter P., Schneider J., and Schmidt R. "Light-radiating semiconductor component with luminescence conversion element" US Patent 6,576,930 B2 (2003).
- Sheu J.-K. "Group III–V element-based LED having ESD protection capacity" US Patent 6,593,597 B2 (2003).

- Steigerwald D. A., Bhat J. C., Collins D., Fletcher R. M., Holcomb M. O., Ludowise M. J., Martin P. S., and Rudaz S. L. "Illumination with solid state lighting technology" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 310 (2002).
- Voldman S. H. *ESD: Physics and Devices* (John Wiley and Sons, New York, 2004).
- Wen T. C., Chang S. J., Lee C. T., Lai W. C., and Sheu J. K. "Nitride-based LEDs with modulation-doped AlGaIn-GaN superlattice structures" *IEEE Trans. Electron Dev.* **51**, 1743 (2004).

## Глава 12

## СВЕТОДИОДЫ ВИДИМОГО СПЕКТРА

Сначала светодиоды применяли там, где не требовалось большой яркости свечения, например в качестве индикаторных ламп. Их использовали если эффективность и полная оптическая мощность не являлись параметрами первоочередной важности. Для других применений, например в светофорах, излучение светодиода должно быть видно с большого расстояния даже в яркий солнечный день. В таких случаях требуются светодиоды, обладающие высокой эффективностью и яркостью.

В этой главе будут рассмотрены светодиоды как с низкой, так и с высокой яркостью. Там, где не требуется высокая яркость, могут применяться светодиоды на основе GaAsP и GaAsP:N, легированные азотом. Светодиоды на основе AlGaAs используют в тех случаях, когда необходима как низкая, так и высокая яркость. В устройствах повышенной яркости применяются светодиоды на основе AlInGaP и InGaN.

### 12.1. Светодиоды на основе твердых растворов GaAsP, GaP, GaAsP:N и GaP:N

Твердые растворы  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ,  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x\text{:N}$  используют в устройствах, излучающих в красной, оранжевой, желтой и зеленой областях видимого спектра. Поскольку слои GaAsP и подложки из GaAs имеют разные параметры кристаллических решеток, светодиоды на их основе обладают сравнительно низким внутренним квантовым выходом излучения. Они применяются только там, где не требуется высокая яркость свечения.

Одни из первых светодиодов видимого спектра были созданы на основе твердого раствора  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  (Holonyak, Bevacqua, 1962; Holonyak et al., 1963, 1966; Pilkuhn, Rupprecht, 1965; Nuese et al., 1966; Wolfe et al., 1965). В начале 1960 гг. подложки из GaAs уже выпускались серийно. Технология объемного выращивания подложек из GaAs появилась в 1950 гг., а в 1960 гг. были разработаны методы эпитаксиального роста слоев из газовой и жидкой фазы. При введении фосфора в GaAs получили тройной твердый раствор  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , или кратко GaAsP. GaAs излучает в инфракрасной области на длине волны 870 нм; добавление фосфора увеличивает ширину запрещенной зоны

и сдвигает спектр излучения в видимую область, которая начинается приблизительно с 750 нм. Поэтому для получения светодиодов видимого спектра достаточно небольшого количества фосфора. Однако следует отметить, что на краю видимой части спектра человеческий глаз обладает довольно низкой чувствительностью.

Большой проблемой светодиодов на основе GaAsP является расогласование параметров решеток подложек GaAs и эпитаксиальных слоев GaAsP. Они различаются почти на 3,6%, поэтому при толщине слоя GaAsP на подложке GaAs больше некоторой критической образуются дислокации несоответствия. При увеличении концентрации фосфора в твердом растворе GaAsP эффективность люминесценции значительно снижается. Поэтому светодиоды GaAsP имеют невысокую яркость свечения.

При изучении твердых растворов GaAsP выяснили, что расогласование решеток подложек GaAs и эпитаксиальных слоев GaAsP снижает эффективность излучения. Также было обнаружено, что эффективность излучения активного слоя сильно зависит от условий выращивания и особенно от толщины буферного слоя GaAsP (Nuese et al., 1969). Толстый буферный слой снижает плотность дислокаций за счет устранения дислокаций несоответствия. Однако и при этом плотность дислокаций остается выше, чем в подложках GaAs, и поэтому остается весьма существенной даже в структурах с толстыми буферными слоями GaAsP.

На рис. 12.1 показаны зонные диаграммы GaAs, GaAsP и GaP. Видно, что GaAsP при низкой молярной доле фосфора является прямым полупроводником. Когда доля фосфора превышает 45–50%, полупроводник становится непрямозонным, что приводит к резкому падению внешнего квантового выхода (Holonyak et al., 1963, 1966). Непрямозонный полупроводник GaP мало пригоден для использования в качестве эффективного материала для светодиодов.

Светодиоды из GaAsP и GaP часто легируют изоэлектронными примесями, например азотом (Gimmeiss, Scholz, 1964; Logan et al., 1967a, 1967b, 1971; Craford et al., 1972; Groves, Epstein, 1977; Groves et al., 1978a, 1978b)<sup>1)</sup>. Такие примеси формируют внутри запрещенной зоны полупроводника оптически активные уровни, и рекомбинация носителей через эти уровни происходит с испусканием фотона, т.е. становится излучательной, что показано на рис. 12.1.

Светодиоды, легированные изоэлектронными примесями, представляют интерес и с фундаментальной точки зрения. Они являются одним из важных практических применений принципа неопределенности Гейзенберга. Волновые функции электронов на изоэлектронных примесях сильно локализованы в пространстве, т.е. обладают малой неопределенностью координаты  $\Delta x$ . Следовательно, эти волно-

<sup>1)</sup> См. также работы [1–7].

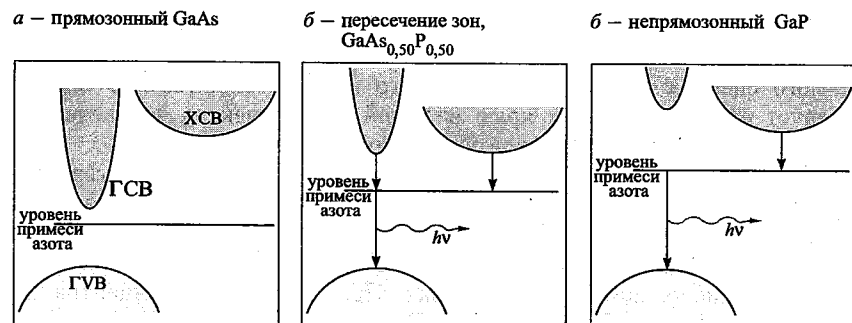


Рис. 12.1. Схематическое изображение зонных структур GaAs, GaAsP и GaP. На схеме также показан уровень изоэлектронной примеси азота. При молярной доле фосфора  $x \approx 0,45-0,50$  происходит преобразование зонной структуры GaAsP: он становится непрямозонным полупроводником. ГСВ — минимум зоны проводимости в точке Г зоны Бриллюэна, ХСВ — минимум зоны проводимости в точке Х зоны Бриллюэна, ГVB — максимум валентной зоны в точке Г зоны Бриллюэна

вые функции делокализованы в пространстве квазиимпульсов (велика неопределенность  $\Delta p$ ). Поскольку энергетические уровни примесей обладают неопределенностью, существует большая вероятность того, что один из двух вертикальных переходов через примесной центр является излучательным. С физической точки зрения это означает, что при непрямом межзонном переходе электрона из Х-долины зоны проводимости в центральную Г-долину валентной зоны происходит изменение квазиимпульса, передаваемого атому изоэлектронной примеси.

На рис. 12.2 показана зависимость максимума энергии излучения от химического состава нелегированного  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  и  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , легированного азотом (Craford et al., 1972). Видно, что энергия излучения легированного и нелегированного GaAsP всегда ниже значений ширины запрещенной зоны полупроводника (приблизительно на 50–150 мэВ). В результате этого в структурах, легированных азотом, перепоглощение излучения играет гораздо меньшую роль, чем в светодиодах, в которых действует межзонная излучательная рекомбинация. В этом и заключается основное достоинство светодиодов, легированных изоэлектронными примесями.

В работах (Groves et al., 1978a, 1978b) было показано, что это преимущество светодиодов становится явным, если азотом легируется только активная область. В этом случае легированию подвергается сам  $p-n$ -переход и прилегающие к нему области на расстоянии диффузионных длин носителей. Остальные области — барьерные слои и слои растекания тока азотом не легируются. Поэтому перепоглощение света изоэлектронными примесями ограничено узкой зоной активного слоя. Для светодиодов на основе GaP:N, в которых азотом легирована

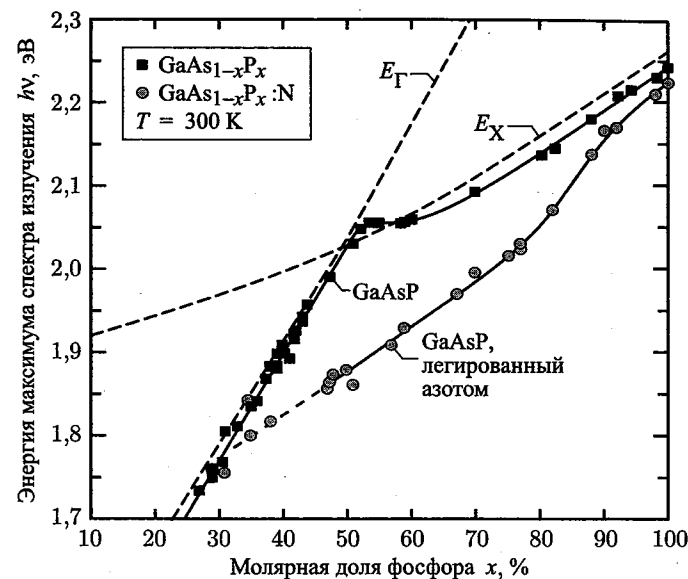


Рис. 12.2. Зависимость максимума энергии излучения от химического состава нелегированного  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  и  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , легированного азотом, при плотности тока инжекции  $5 \text{ А/см}^2$  и комнатной температуре. Показаны также значения ширины запрещенной зоны для прямых и непрямых межзонных переходов. При  $x \approx 50\%$  полупроводник из прямозонного превращается в непрямозонный (Craford et al., 1972)

только активная область, внешний квантовый выход излучения может достигать нескольких процентов.

На рис. 12.3 показаны зависимости внешнего квантового выхода излучения нелегированных светодиодов на основе GaAsP и СД с активной областью, легированной азотом, от молярной доли фосфора в трехкомпонентном твердом растворе (Campbell, 1974). Видно, что эффективность легированных светодиодов намного выше, чем нелегированных, во всем диапазоне изменений химического состава.

Также отметим, что при изменении молярной доли фосфора  $x$  в диапазоне 40–60% эффективность светодиодов на основе GaAsP снижается более чем на два порядка. Это объясняется изменением типа межзонных переходов в полупроводнике (с прямых на непрямые) и тем, что при высоком содержании фосфора увеличивается плотность дислокаций. При  $x \approx 0,75$  внешний квантовый выход излучения светодиодов на основе GaAsP составляет лишь 0,002%.

На рис. 12.4 представлены зависимости внешнего квантового выхода излучения светодиодов на основе GaAsP, нелегированных и легированных азотом в активной области, от длины волны излучения. Видно, что эффективность легированных светодиодов выше эффективности

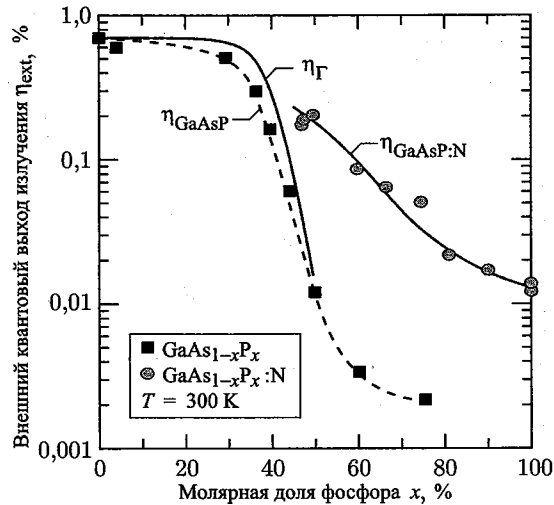


Рис. 12.3. Экспериментальные зависимости внешнего квантового выхода излучения светодиодов на основе GaAsP, не легированных и легированных азотом, в активной области, от молярной доли фосфора. Здесь также показаны расчетные данные по эффективности прямых межзонных переходов ( $\Gamma$ ) и переходов через уровни азота (N) (сплошные линии). Отметим, что во всем диапазоне  $x > 50$  эффективность переходов через оптически активные примесные уровни выше, чем у межзонных переходов (Campbell et al., 1974)

нелегированных особенно в диапазоне длин волн, соответствующем оранжевой, желтой и зеленой областям спектра (в этих диапазонах наблюдается увеличение эффективности в 2–5 раз). В красной области эффективности обоих типов светодиодов практически совпадают.

На рис. 12.5 сравниваются внешние квантовые выходы излучения светодиодов GaAsP нелегированных и легированных азотом. Сравнение подтверждает, что эффективность легированных светодиодов выше, чем нелегированных, во всем диапазоне изменений молярной доли фосфора.

Величина яркости светодиодов, легированных изоэлектронными примесями типа азота, ограничена *конечной растворимостью* этих примесей. Например, азот растворим в GaP до концентраций порядка  $10^{20}$  см $^{-3}$ . Поскольку оптические переходы через примесные уровни протекают за короткое, но все же конечное время, предельный уровень концентрации азота определяет величину максимального рабочего тока, выше которой эффективность светодиодов падает.

Промышленно выпускаемые светодиоды зеленого свечения создают на основе GaP, легированного азотом. Светодиоды на основе GaP:N используют, в основном, в качестве индикаторных ламп; их нельзя встраивать в системы с высокими требованиями к яркости свечения и применять их для работы в условиях яркого внешнего освещения,

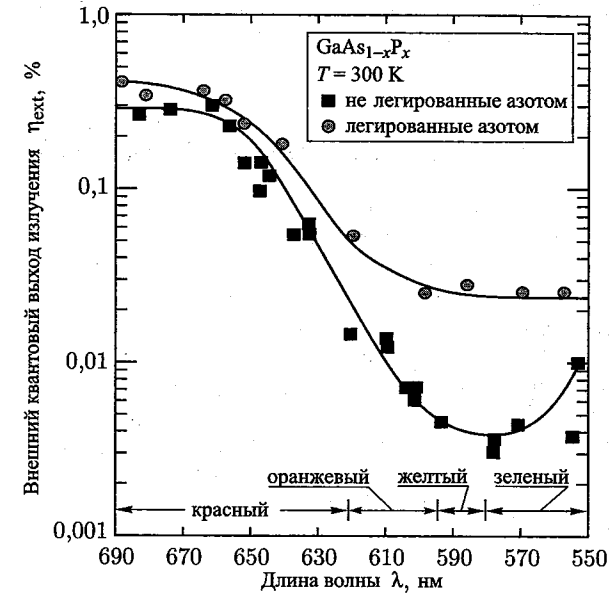


Рис. 12.4. Зависимости внешнего квантового выхода излучения светодиодов на основе GaAsP, не легированных и легированных азотом, от длины волны излучения (Groves et al., 1978a, 1978b)

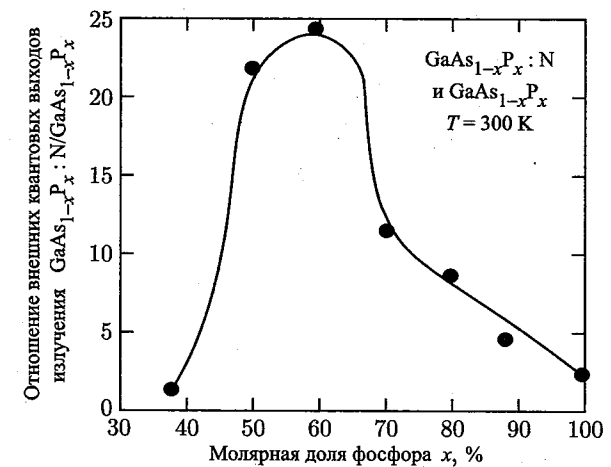


Рис. 12.5. Отношение внешних квантовых выходов излучения светодиодов из GaAsP, не легированных и легированных азотом, во всем диапазоне изменения молярной доли фосфора при 300 К (Groves et al., 1978a, 1978b)

например при ярком солнечном свете. Для таких применений нужны светодиоды зеленого свечения из InGaN, обладающие высокой яркостью.

## 12.2. Светодиоды на основе AlGaAs/GaAs

Гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  были разработаны в 1970-е гг., а в начале 1980-е гг. на их основе были реализованы первые светодиоды, с высокой яркостью свечения (Steranka, 1997)<sup>1)</sup>. Поскольку алюминий и галлий имеют весьма близкие атомные радиусы (1,82 Å и 1,81 Å), система  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (или просто AlGaAs) остается согласованной по параметрам решетки с подложкой GaAs во всем диапазоне изменений молярной доли алюминия в трехкомпонентном составе. На рис. 12.6 показаны значения ширины запрещенной зоны и постоянных решеток некоторых полупроводников типа  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  и их трех- и четырехкомпонентных твердых растворов. Видно отсутствие зависимости между постоянной решетки и молярной долей алюминия (Tien, 1988).

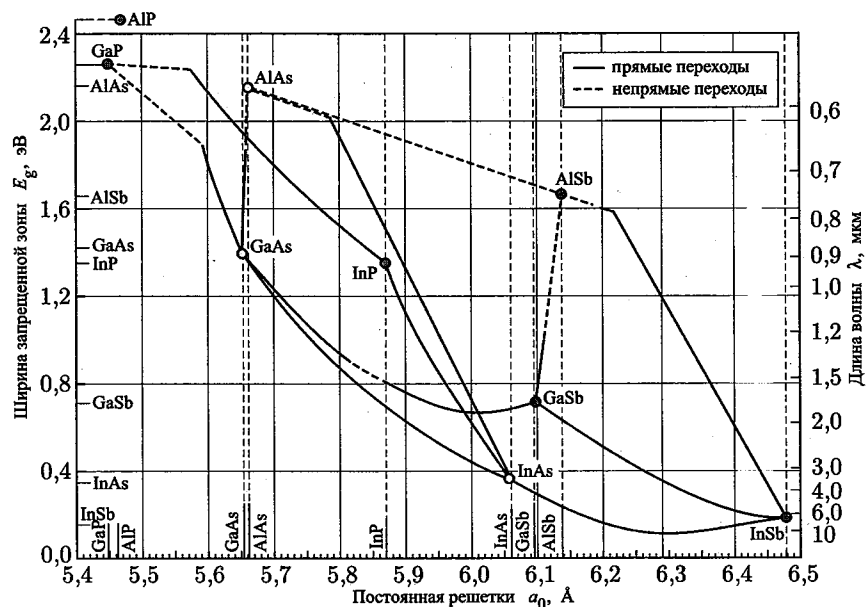


Рис. 12.6. Запрещенные зоны и значения постоянных решеток некоторых полупроводников типа  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  при комнатной температуре (Tien, 1988)

<sup>1)</sup> См. приоритетные работы Ж. И. Алферова [8, 9] и оригинальные публикации группы Ж. И. Алферова [10].

На рис. 12.7 представлена зависимость ширины запрещенной зоны  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  от  $x$  — молярной доли алюминия (Casey, Panish, 1978). Видно, что GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с молярной долей  $x < 45\%$  являются *прямозонными* полупроводниками,  $\Gamma$ -долина зоны проводимости определяет ее *самый нижний* энергетический уровень. При  $x > 45\%$  полупроводник становится *непрямозонным*, и *минимум* зоны проводимости определяет X-долина.

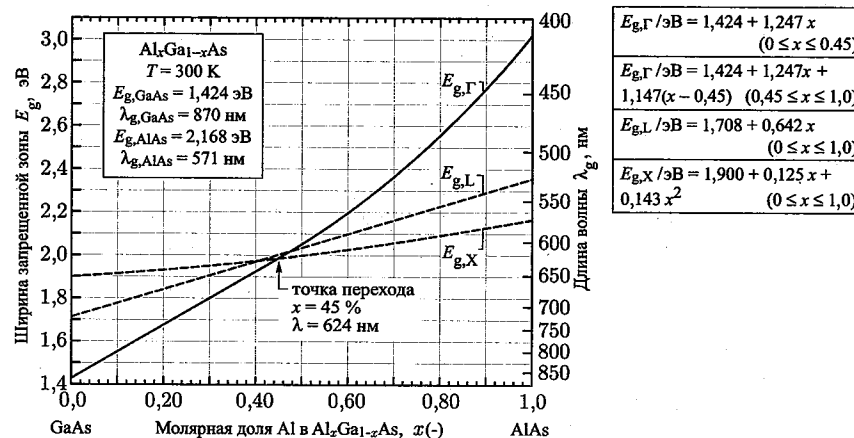


Рис. 12.7. Зависимость ширины запрещенной зоны и длины волны излучения  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  от молярной доли Al при комнатной температуре.  $E_{g\Gamma}$  соответствует прямому переходу,  $E_g$  и  $E_{gX}$  — непрямым переходам в  $\Gamma$ , L и X точках зоны Бриллюэна (Casey, Panish, 1978)

Систему AlGaAs можно использовать для изготовления сверхъярких светодиодов красного свечения. AlGaAs становится непрямозонным на длинах волн  $\lambda < 621$  нм. Из-за этого в точке пересечения зон квантовый выход излучения заметно понижается. Для поддержания высокой эффективности светодиодов энергия излучения в этой точке должна быть на несколько  $kT$  меньше ширины запрещенной зоны.

Разрабатываются эффективные светодиоды красного свечения на основе AlGaAs следующих типов:

- с объемными активными слоями,
- с активными областями в виде квантовых ям  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ,
- с активными областями в виде двойных гетероструктур:  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  ( $x > y$ ).

Объемные активные слои лишены достоинств гетероструктур и не используются для изготовления сверхъярких светодиодов. На рис. 12.8 схематически показаны зонные диаграммы активных областей светодиодов красного свечения на основе AlGaAs: с квантовой ямой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , используемой для увеличения энергии излу-

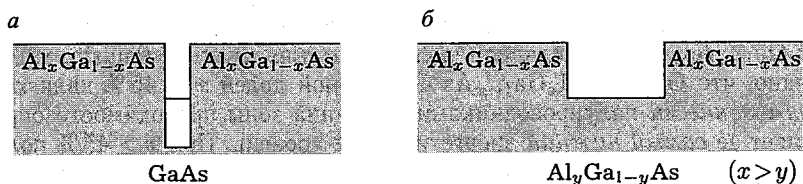


Рис. 12.8. Зонные диаграммы структур AlGaAs/GaAs, излучающих свет в красной спектральной области: *а* — структура AlGaAs/GaAs на основе квантовой ямы, созданной в виде тонкого слоя GaAs; *б* — двойная гетероструктура AlGaAs/AlGaAs с активным слоем AlGaAs

ния (*а*) и с двойной гетероструктурой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  (*б*), где AlGaAs используется для построения и барьерных слоев и квантовой ямы. Недостатком активных областей первого типа является малая толщина слоев GaAs, ограниченных барьерами  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Вертикальный перенос в структурах с множественными квантовыми ямами (МКЯ) может приводить к неравномерному распределению носителей в активной области с МКЯ, если только барьеры не слишком тонкие. Поэтому для создания ярких светодиодов предпочтительнее активные области с двойными гетероструктурами  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ .

Светодиоды на основе AlGaAs/GaAs изготавливают в виде однородных структур, одиночных и двойных гетероструктур (Nishizawa et al., 1983). Самые эффективные светодиоды красного свечения на основе AlGaAs выращивают на прозрачных подложках, они имеют двойную гетероструктуру (Ishiguro et al., 1983; Steranka et al., 1988; Ishimatsu, Okuno, 1989). Такие светодиоды выращиваются на временных подложках GaAs и состоят из толстого ( $\sim 125$  мкм) нижнего барьерного слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с молярной долей  $x_{\text{Al}} > 60\%$ , активного слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x_{\text{Al}} = 35\%$  (для диодов красного свечения) и верхнего барьерного слоя, аналогичного нижнему. Для светодиодов инфракрасного диапазона молярная доля алюминия во всех слоях будет ниже. По окончании эпитаксиального выращивания требуемой структуры поглощающая подложка GaAs удаляется методами шлифовки и селективного жидкостного травления. Яркость светодиодов AlGaAs с двойными гетероструктурами, выращенными на прозрачных подложках, более чем в два раза выше, чем у аналогичных светодиодов на поглощающих подложках (Steranka et al., 1988).

В 1980 г. светодиоды на основе AlGaAs на прозрачных подложках выращивали методом эпитаксии из жидкой фазы. Это позволяет с высокой скоростью выращивать толстые слои AlGaAs высокого качества с большим содержанием алюминия, поэтому метод пригоден для серийного производства (Ishiguro et al., 1983; Steranka et al., 1988; Ishimatsu, Okuno, 1989). Светодиоды на основе AlGaAs/GaAs на поглощающих подложках могут быть также выращены методом эпитаксии из

газовой фазы металлоорганических соединений (Bradley et al., 1986). Однако скорость выращивания кристаллов этим методом значительно ниже, чем методом жидкостной эпитаксии, поэтому его при помощи трудно получить толстые слои, необходимые для создания светодиодов. Первые сверхъяркие светодиоды, применяемые в индикаторных лампах светофоров и сигнальных лампах торможения автомобилей, которые должны быть четко различимы в условиях яркого внешнего освещения, были выращены на прозрачных подложках и содержали двойные гетероструктуры AlGaAs.

Надежность светодиодов на основе AlGaAs всегда ниже, чем на основе AlInGaP без слоев AlGaAs. Высокое содержание алюминия в слоях AlGaAs является причиной их окисления и коррозии, что значительно снижает срок службы устройств, в которых они применяются. Отмечалось (Dallesasse et al., 1990), что гетероструктуры AlGaAs/GaAs разрушаются из-за процессов гидролиза. Трещины, расколы и поры были обнаружены в толстых ( $> 0,1$  мкм) слоях AlGaAs с высоким содержанием алюминия ( $\sim 85\%$ ) после длительного пребывания в нормальных условиях. Также отмечен любопытный факт: очень тонкие слои AlGaAs ( $\sim 20$  нм) более устойчивы, чем толстые слои, даже если содержат до 100% Al. Для предотвращения процессов окисления и гидролиза слоев AlGaAs необходимо использовать герметичные корпуса. В работе (Steranka et al., 1988) утверждается, что после испытаний в довольно суровых условиях ускоренного старения (светодиоды в течение 1000 ч работали при температуре  $55^\circ\text{C}$  и токе инжекции 30 мА) часть светодиодов на основе AlGaAs промышленного изготовления вышла из строя. Однако у другой части светодиодов не было обнаружено никаких следов разрушения. Такие результаты говорят о необходимости строгого контроля процессов изготовления и монтажа светодиодных устройств.

### 12.3. Светодиоды на основе AlInGaP/GaAs

Твердые растворы AlInGaP были разработаны в конце 1980-х и начале 1990-х гг.; в настоящее время они являются основой для изготовления сверхъярких светодиодов, излучающих в длинноволновой части видимого спектра, т.е. в красном, оранжевом и желтом диапазонах. Твердый раствор AlInGaP и светодиоды на его основе описаны в работах (Stringfellow, Craford, 1997; Chen et al., 1997; Kish, Fletcher, 1997, а более поздние обзоры и последние разработки представлены в работах (Mueller, 1999, 2000; Krames et al., 2002).

На рис. 12.9 показана зависимость ширины запрещенной зоны и соответствующих длин волн от значений постоянных решеток AlInGaP (Chen et al., 1997). AlInGaP может быть согласован по параметрам решетки с GaAs. Заменяв атомы As в решетке GaAs на *меньшие* атомы P, а часть атомов Ga — на *большие* атомы In, получим твердый раствор

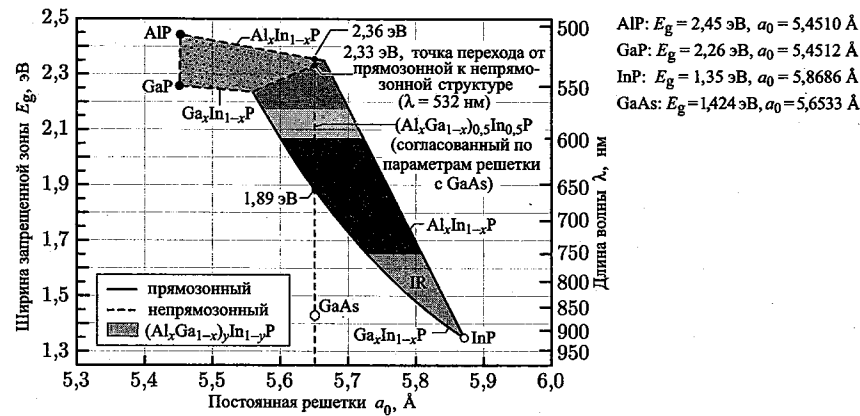


Рис. 12.9. Зависимость ширины запрещенной зоны и соответствующей ей длины волны от значений постоянных решеток  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$  при 300 К. Штриховая вертикальная линия соответствует  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ , согласованному по параметрам решеток с GaAs (Chen et al., 1997)

InGaP (частный случай  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ ), согласованный по параметрам решетки с GaAs. Поскольку радиусы атомов Al и Ga приблизительно равны, твердый раствор  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  также будет согласован с GaAs.

В работе (Chen et al., 1997) отмечалось, что при  $x < 0,5$   $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  является прямозонным полупроводником, а при  $x > 0,5$  – непрямозонным. В точке пересечения  $x = 0,5$ , ширина запрещенной зоны равна 2,33 эВ, что соответствует длине волны 532 нм. Киш и Флетчер (Kish, Fletcher, 1997) на основе данных Принса и др. (Prins et al., 1995) были сделаны выводы, что  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  – прямозонный полупроводник при  $x_{\text{Al}} < 0,53$ . На рис. 12.10 приведена зависимость ширины запрещенной зоны от молярной доли алюминия в составе  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$  (Prins et al., 1995; Kish, Fletcher, 1997). При  $x < 0,53$  минимум ширины запрещенной зоны находится в Г-точке зоны проводимости, поэтому полупроводник прямозонный; при  $x > 0,53$  минимум ширины запрещенной зоны находится в X-минимуме зоны проводимости, и полупроводник становится непрямозонным. В точке пересечения  $x = 0,53$  длина волны излучения приблизительно равна 555 нм. Реальная длина волны в точке пересечения может быть несколько иной в силу изменения степени упорядоченности атомов, входящих в состав конкретного материала (Kish, Fletcher, 1997).

На рис. 12.11 показана диаграмма, состоящая из линий, соответствующих значениям постоянных решеток и длинам волн излучения (а, значит, и ширинам запрещенной зоны) для твердых растворов AlInGaP (Chen et al., 1997). Представленные на диаграмме значения ширины запрещенной зоны и положения точки пересечения Г–Х, немного отличаются от представленных на рис. 12.10, что может быть

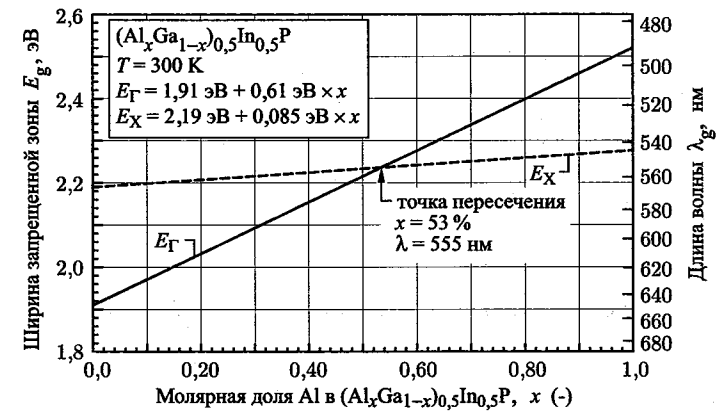


Рис. 12.10. Зависимость ширины запрещенной зоны и длины волны излучения от молярной доли Al в составе AlInGaP с неупорядоченными атомами; состав согласован по параметру решетки с GaAs. При комнатной температуре  $E_{\Gamma}$  соответствует прямым межзонным переходам, а  $E_{\text{X}}$  – непрямым переходам в Г и X точках зоны Бриллюэна (Prins et al., 1995; Kish, Fletcher, 1997)

вызвано разной степенью упорядоченности атомов в решетках AlInGaP. Упорядочение кристаллических решеток приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны на величину до 190 мэВ (Kish, Fletcher, 1997).

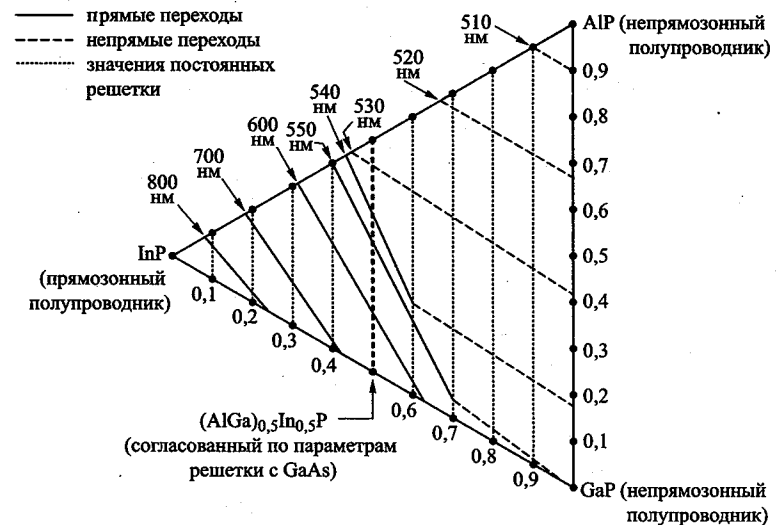


Рис. 12.11. Диаграмма значений постоянных решеток (вертикальные линии) и длин волн излучения для системы материалов AlInGaP (Chen et al., 1997)



Твердый раствор AlInGaP подходит для создания сверхъярких светодиодов, излучающих в красном, оранжевом и желтом диапазонах видимого спектра. При изменении состава в точке пересечения экстремумов  $\Gamma$ -X, свойства AlInGaP изменяются, он становится непрямозонным полупроводником, эффективность его излучения заметно понижается. Для высокой эффективности светодиодов вблизи точки пересечения энергия излучения должна быть меньше ширины запрещенной зоны на несколько  $kT$ .

## 12.4. Светодиоды на основе InGaN

Твердый раствор InGaN появился в начале 1990-х гг., а во второй половине 1990-х гг. на его основе уже были созданы промышленные светодиоды, излучающие в синем и зеленом диапазонах спектра. В настоящее время светодиоды на основе InGaN — основные сверхъяркие светодиоды синего и зеленого свечения. В ряде работ (Nakamura, Fasol, 1997; Strite, Morkoc, 1992) описаны твердые растворы InGaN и дан обзор свойств светодиодов на их основе.

Самое удивительное в этих материалах — высокая эффективность излучательной рекомбинации несмотря на высокую концентрацию проникающих дислокаций в эпитаксиальных пленках InGaN/GaN, которые возникают из-за несоответствия решеток этих слоев и подложек из сапфира или SiC. Типичные значения плотности проникающих дислокаций лежат в диапазоне  $10^7$ – $10^9$  см $^{-2}$ .

В твердых растворах на основе арсенидов и фосфидов III группы подобные концентрации дислокаций несоответствия катастрофически повлияли бы на эффективность излучательной рекомбинации. Отсутствие таких серьезных последствий в InGaN до конца не выяснено и сегодня. Предполагается, что оно обусловлено малой диффузионной длиной дырок и низкой электрической активностью дислокаций.

Другое предположение: из-за флуктуаций индия в InGaN носители локализируются в потенциальных ямах, что мешает им достигать дислокаций. Очевидно, что большая часть актов излучательной рекомбинации обусловлена носителями, локализованными в потенциальных ямах. Хотя физические механизмы, объясняющие высокую излучательную эффективность систем на основе InGaN, до конца еще не изучены, ясно, что влияние дислокаций несоответствия на оптические свойства этих систем не так велико, как в системах на основе арсенидов и фосфидов III группы.

На рис. 12.12 показана зависимость ширины запрещенной зоны и соответствующих длин волн от значений постоянных решеток, графики построены для семейства материалов на основе нитридов III группы. Видно, что теоретически InGaN подходит для создания светодиодов, работающих во всех диапазонах длин волн видимого спектра. Однако оказалось, что вырастить высококачественные слои InGaN с высоким

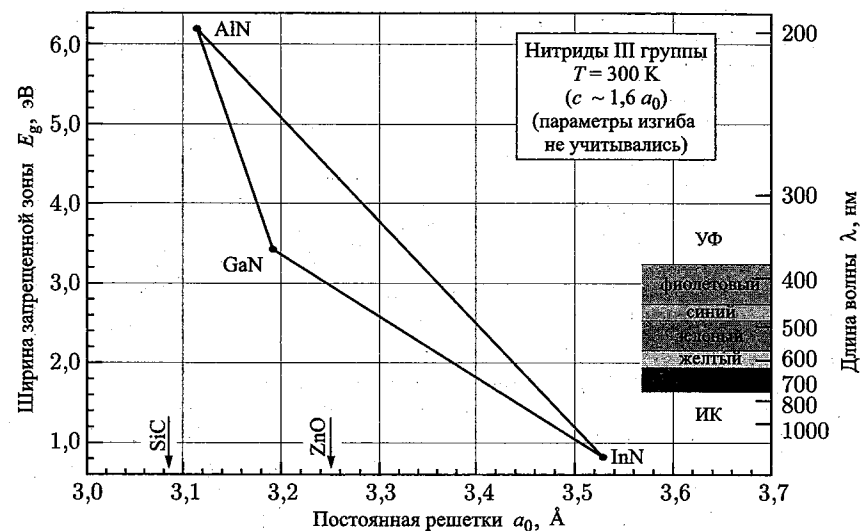


Рис. 12.12. Зависимость ширины запрещенной зоны и соответствующих длин волн от постоянных решетки для нитридов III группы при 300 К

содержанием индия очень трудно. Одна из причин этого заключается в испарении индия с выращенной поверхности. Поэтому в настоящее время твердые растворы InGaN используют только для изготовления светодиодов ультрафиолетового, голубого и зеленого свечения и очень редко для более длинных волн.

До 2002 г. считалось, что ширина запрещенной зоны InN равна 1,9 эВ. Однако было показано (Wu et al., 2002a, 2002b), что ширина запрещенной зоны InN по данным люминесценции ниже этого значения, она лежит в интервале 0,7–0,8 эВ<sup>1)</sup>. Исследования люминесценции также показали, что для запрещенной зоны InN при повышении температуры характерен необычный сдвиг в коротковолновую область.

## 12.5. Основные характеристики сверхъярких светодиодов

Темпы повышения световой отдачи светодиодов видимого спектра впечатляют. Их можно сравнить с темпами разработки кремниевых интегральных схем, скорость улучшения характеристик которых подчиняется «закону Мура», согласно которому производительность этих микросхем удваивается приблизительно каждые 18 мес.

На рис. 12.13 показаны этапы увеличения световой отдачи светодиодов видимого спектра (Craford, 1997, 1999). Видны скромные началь-

<sup>1)</sup> См. приоритетные работы В. Ю. Давыдова и др. [11, 12].

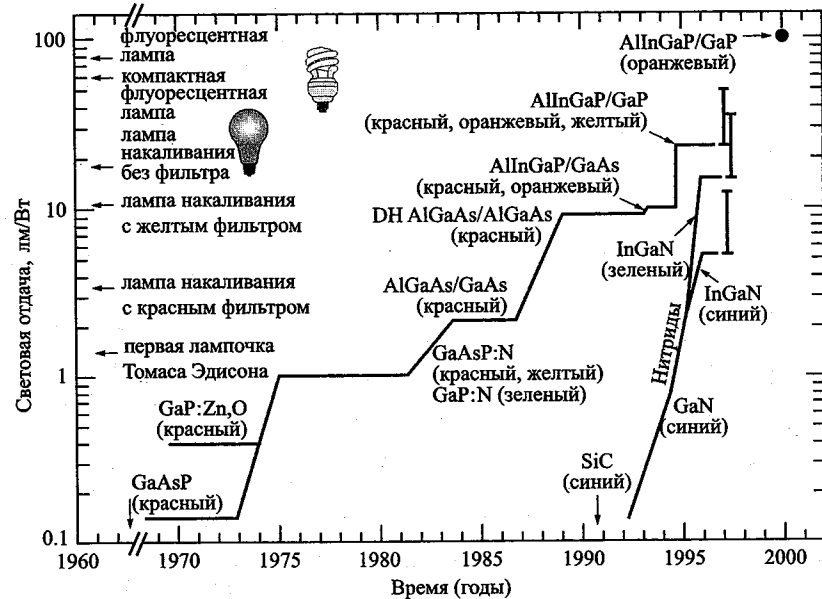


Рис. 12.13. Изменение с течением времени световой отдачи светодиодов видимого спектра в сравнении с другими источниками света (Craford, 1997, 1999, 2000)

ные темпы развития технологии изготовления светодиодов видимого спектра в 1960-х гг. Если с 1960 г. по 2000 г. улучшение световой отдачи шло постепенно, то после 2000 г. она удваивалась каждые четыре года. На рис. 12.13 представлены следующие типы светодиодов.

- Светодиоды на основе GaAsP, выращенные на подложках GaAs. Поскольку параметры решеток GaAsP и GaAs не согласованы, в эпитаксиальных слоях GaAsP образуется много дислокаций несоответствия. Поэтому для светодиодов этого типа характерны низкие значения световой отдачи (~0,1 лм/Вт). Благодаря простоте эпитаксиального выращивания и низкой стоимости изготовления светодиоды красного свечения на основе GaAsP выпускаются до сих пор.
- Светодиоды на основе GaP, легированные примесями, играющими роль центров излучательной рекомбинации. GaP без примесей является непрямозонным полупроводником с низкой светоотдачей. Однако при его легировании изоэлектронными примесями типа азота или при одновременном легировании цинком и кислородом в запрещенной зоне формируются примесные центры, через которые осуществляются акты излучательной рекомбинации. Такие светодиоды излучают свет в зеленом и красном диапазонах видимого спектра.

- Светодиоды на основе гетероструктур GaAsP/GaAs, легированных азотом, излучающие в красном диапазоне спектра. Эти светодиоды обладают низкой эффективностью из-за большого количества дислокаций несоответствия, вызванных несоответствием параметров решеток используемых материалов.
- Светодиоды красного свечения на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs. В состав активных областей таких светодиодов входят квантовые ямы GaAs.
- Светодиоды красного свечения с двойными гетероструктурами на основе AlGaAs/AlGaAs. В этих светодиодах применяются активные области AlGaAs и барьерные слои AlGaAs.
- Светодиоды на основе гетероструктур AlInGaP/GaAs на поглощающих подложках GaAs.
- Светодиоды на основе гетероструктур AlInGaP/GaP на прозрачных подложках GaP.
- Светодиоды с кристаллами в виде перевернутых усеченных пирамид на основе AlInGaP/GaP со световой отдачей более 100 лм/Вт (Krames et al., 1999).
- Светодиоды на основе InGaN, излучающие в синем и зеленом диапазонах спектра.

На рис. 12.13 также показана световая отдача обычных источников света: первой лампочки Эдисона (1,4 лм/Вт) и ламп накаливания с красными и желтыми фильтрами. Видно, что современные светодиоды значительно превосходят лампы накаливания с фильтрами.

На рис. 12.14 представлена зависимость светоотдачи сверхъярких и некоторых дешевых светодиодов в зависимости от длины волны излучения (United Epitaxy Corp., 1999). Видно, что светодиоды желтого (590 нм, AlInGaP), оранжевого (605 нм, AlInGaP) и зеленого (525 нм, InGaN) свечения хорошо подходят для устройств с высокой светоотдачей.

Тот факт, что светодиоды на основе AlInGaP темно-желтого и оранжевого свечения обладают высокой световой отдачей, частично объясняется большой чувствительностью человеческого глаза в этом диапазоне длин волн. В связи с тем, что максимальная чувствительность глаза соответствует длине волны 555 нм, светодиоды, излучающие зеленый свет на этой волне, кажутся ярче светодиодов такой же оптической мощности, но работающих в другом спектральном диапазоне.

Поскольку светодиоды янтарного свечения на основе AlInGaP обладают высокими значениями световой отдачи и недороги в производстве (по сравнению со светодиодами зеленого свечения на основе InGaN), они применяются в устройствах, где требуется высокая яркость и низкая мощность потребления, например в системах освещения дорожных знаков. В 1980-х гг. устройства освещения знаков изготавливали на основе мощных ламп накаливания, питающихся от электрическо-

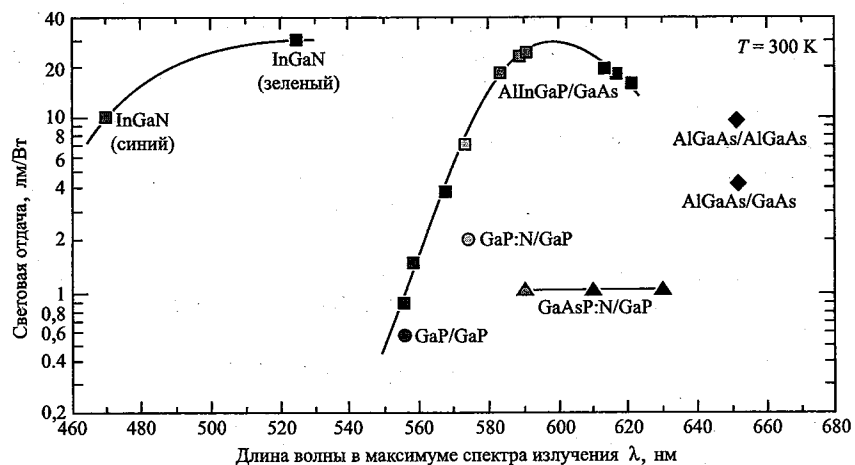


Рис. 12.14. Световая отдача светодиодов видимого спектра излучения, изготовленных из материалов на основе фосфидов, арсенидов и нитридов — соединений типа  $A^{III}B^V$  (United Epitaxy Corp., 1999, 2000)

го генератора, который получал энергию от бензинового двигателя. В настоящее время такие устройства на основе светодиодов янтарного свечения являются энергосберегающими, поскольку к ним электроэнергия поступает от аккумуляторов, заряжающихся днем солнечными батареями.

На рис. 12.13 и рис. 12.14 также показаны маломощные и недорогие светодиоды на основе GaAsP и GaP:N, обладающие сравнительно невысокой световой отдачей. Из-за низкого квантового выхода излучения такие светодиоды не подходят для систем, от которых требуется высокая яркость свечения. Низкий внутренний квантовый выход излучения светодиодов GaAsP объясняется несоответствием параметров решеток используемых материалов. Светодиоды на основе GaP:N также характеризуются низкой эффективностью. Это связано с природой излучательных переходов, зависящих от концентрации оптически активных примесей азота.

Для многих практически важных случаев, когда требуется большой световой поток, например в устройствах освещения дорожных знаков, светофорах и системах освещения, важным параметром является не только световая отдача, но и полная мощность излучения. Несмотря на то, что высокую световую мощность легко обеспечить при помощи ламп накаливания, для этих целей все чаще начинают применять устройства на основе светодиодов, отличающихся низкой потребляемой мощностью. На рис. 12.15 показана хронология повышения значений светового потока (в люменах), излучаемого одним светодиодом (Krames et al., 2000). Видно, что за 30 лет эта характеристика увеличилась почти на четыре порядка.

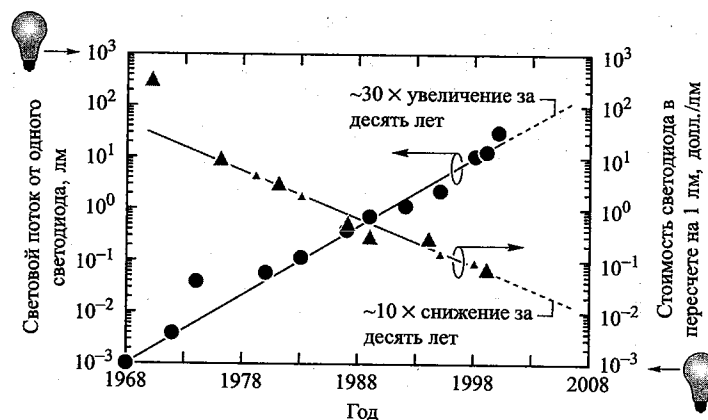


Рис. 12.15. Хронология повышения значений светового потока от одного светодиода и соответствующего снижения стоимости светодиода в пересчете на 1 лм. Для сравнения приведены значения для 60-ваттных ламп накаливания с вольфрамовой нитью со световой отдачей 17 лм/Вт и световым потоком 1000 лм приблизительно стоимостью 1,00 долл. США (Krames et al., 2000)

Для сравнения на рис. 12.15 также приведены данные о световом потоке и приблизительной цене для 60-ваттной лампы накаливания с вольфрамовой нитью, имеющей световую отдачу 17 лм/Вт и световой поток 1000 лм. Сравнение показывает, что если светодиоды смогут занять достойное место на рынке осветительных устройств, будет постоянно повышаться их эффективность при одновременном снижении стоимости. Отметим, что стоимость, указанная на рис. 12.15, соответствует цене лампы, в которую не входит стоимость электричества, потребляемого ею в течение срока службы. Если учитывать стоимость потребляемого электричества, которая для ламп накаливания гораздо выше цены самой лампы, преимущества светодиодов станут еще более очевидными, несмотря на их высокую первоначальную стоимость.

## 12.6. Оптические характеристики сверхъярких светодиодов

На рис. 12.16 показаны спектры излучения светодиодов красного свечения на основе AlInGaP, голубого и зеленого свечения на основе InGaN (Toyota Gosey Corp., 2000). Видно, что спектр светодиодов зеленого свечения значительно шире спектров светодиодов голубого и красного свечения. Это может быть связано с проблемами выращивания структур на основе InGaN с высоким содержанием индия. Было обнаружено, что в процессе выращивания слоев InGaN, особенно при высоком содержании индия, формируются скопления его атомов или

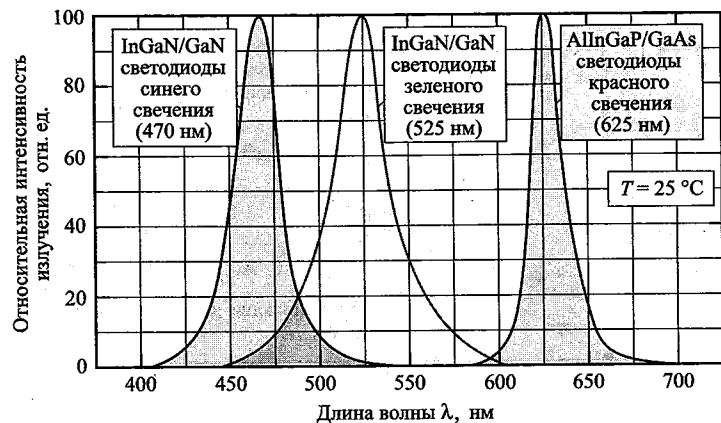


Рис. 12.16. Спектры излучения светодиодов красного свечения на основе гетероструктур AlInGaP/GaAs, синего и зеленого свечения на основе гетероструктур InGaN/GaN при комнатной температуре (Toyoda Gosey Corp., 2000)

образуются квантовые точки. Установлено, что образование скоплений определяется условиями выращивания слоев<sup>1)</sup>.

Активные области всех светодиодов, представленных на рис. 12.16, состоят из *твердых растворов полупроводниковых соединений*. Увеличение ширины спектров излучения происходит за счет случайных флуктуаций химического состава соединений, составляющих активные области светодиодов. Уширение спектральной линии при этом может превышать величину  $1,8kT$  — характерного теплового уширения спектров.

На рис. 12.17 представлены мощности излучения светодиодов разных типов в зависимости от тока инжекции. Для идеальных светодиодов такая зависимость должна быть линейной с единичным наклоном, т.е. дифференциальная квантовая эффективность таких светодиодов должна быть равна единице. Этой зависимости соответствует штриховая линия. Наиболее близки к идеальным светодиоды на основе AlInGaP. Наклон зависимости для светодиодов зеленого свечения на основе InGaN далек от единицы, что объясняется несовершенством слоев InGaN, особенно при высоких концентрациях индия.

На рис. 12.18 показаны температурные зависимости интенсивности излучения светодиодов разных типов. Видно, что интенсивность излучения светодиодов на основе нитридов III группы изменяется с температурой гораздо слабее, чем светодиодов на основе AlInGaP. Это объясняется следующим.

— *Во-первых*, в широкозонных материалах на основе нитридов III группы потенциальный барьер между активным и барьерными

<sup>1)</sup> См. анализ спектров светодиодов на основе InGaN/GaN в [13–17].

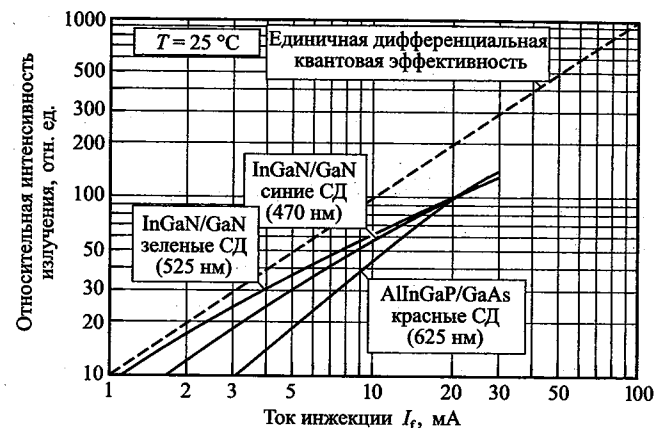


Рис. 12.17. Зависимость выходной мощности излучения для светодиодов красного свечения на основе AlInGaP/GaAs и светодиодов синего и зеленого свечения на основе InGaN/GaN от тока инжекции при комнатной температуре (Toyoda Gosey Corp., 2000)

слоями гораздо выше, чем в других системах  $A^{III}B^V$ . Поэтому носителям трудно преодолеть эти барьеры, что значительно снижает вероятность утечки носителей из активной области.

— *Во-вторых*, точка пересечения зон (в которой полупроводник перестает быть прямозонным и превращается в непрямозонный) для AlInGaP соответствует длине волны 555 нм. При повышении температуры возрастает заселенность долин непрямых переходов, что приводит к снижению эффективности излучения.

## 12.7. Электрические характеристики сверхъярких светодиодов

На рис. 12.19 представлены вольтамперные характеристики светодиодов красного свечения на основе AlInGaP, а также светодиодов голубого и зеленого свечения на основе InGaN в режиме прямого смещения. Прямая зависимость между пороговым напряжением и интенсивностью излучения свидетельствует о хороших рабочих характеристиках диодов. При токе 1 мА напряжения прямого смещения светодиодов зеленого и голубого свечения оказались близки (2,65 В и 2,75 В), даже несмотря на заметную разницу в энергиях излучений (для светодиодов голубого свечения  $\lambda = 470$  нм,  $h\nu = 2,64$  эВ, а для светодиодов зеленого свечения  $\lambda = 525$  нм,  $h\nu = 2,36$  эВ). Малое различие напряжений смещения, возможно, указывает на вероятность того, что при инжекции носителей в активную область InGaN через барьерный слой GaN часть из них теряют энергию на излучение

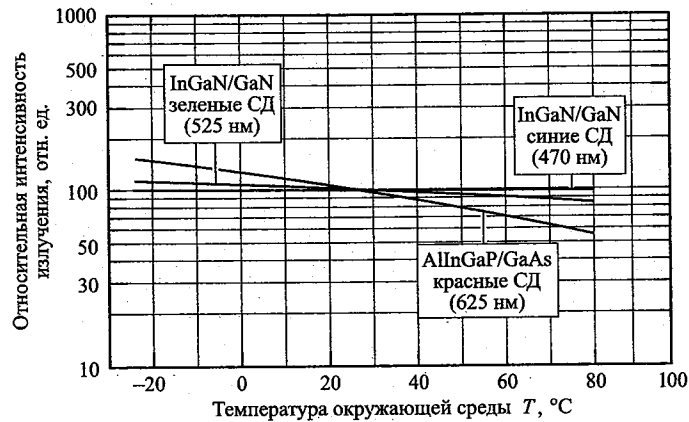


Рис. 12.18. Зависимость интенсивности излучения от температуры для светодиодов красного свечения на основе AlInGaP/GaAs, синего и зеленого свечения на основе InGaN/GaN (Toyota Gosey Corp., 2000)

фононов. Потери увеличиваются при инжекции носителей в активные слои InGaN с высокой концентрацией индия для светодиодов зеленого свечения. Энергия расходуется на излучение фононов, восполняется внешним напряжением, подаваемым на светодиоды.

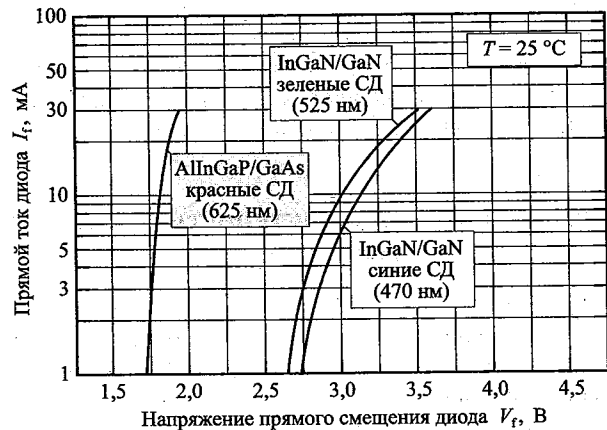


Рис. 12.19. Вольтамперные характеристики светодиодов AlInGaP/GaAs красного свечения и светодиодов InGaN/GaN синего и зеленого свечения в режиме прямого смещения при комнатной температуре (Toyota Gosey Corp., 2000)

Последовательное сопротивление диода определяется наклоном вольтамперной характеристики при больших токах. Светодиоды голубого и зеленого свечения обладают более высокими значениями последовательного сопротивления, чем светодиоды красного свечения.

Большее сопротивление светодиодов на основе InGaN объясняется несколькими причинами:

- «поперечным» сопротивлением буферных слоев  $n$ -типа, выращенных на сапфировых подложках;
- сильным эффектом поляризации, характерным для семейства материалов на основе нитридов;
- низкой проводимостью  $p$ -типа в барьерных слоях;
- высоким сопротивлением контактов  $p$ -типа.

Низкая проводимость  $p$ -типа возникает из-за высокой энергии активации акцепторов ( $\sim 200$  мэВ) в слоях GaN и InGaN, поэтому лишь небольшая доля акцепторов оказывается ионизованной и определяет концентрацию свободных дырок.

На рис. 12.20 показаны температурные зависимости напряжения прямого смещения диодов при токе 30 мА. Для всех диодов при повышении температуры напряжение прямого смещения падает, что связано с уменьшением ширины запрещенной зоны. Уменьшение последовательного сопротивления светодиодов с ростом температуры является еще одной причиной снижения напряжения смещения в светодиодах синего и зеленого свечения на основе InGaN. Это уменьшение сопротивления объясняется повышением активности акцепторов при повышении температуры, что увеличивает проводимость слоев GaN и InGaN  $p$ -типа.

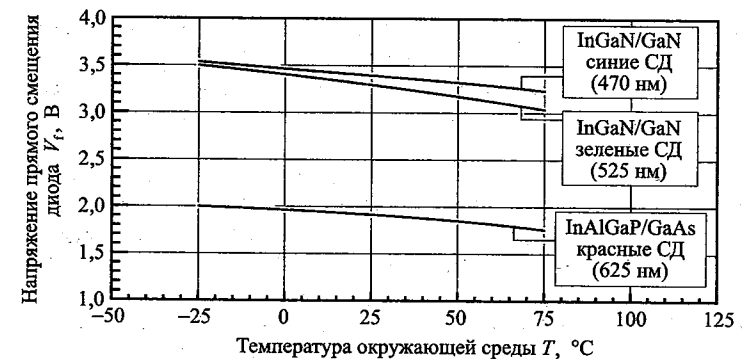


Рис. 12.20. Температурные зависимости напряжения прямого смещения светодиодов красного свечения на основе AlInGaP/GaAs, синего и зеленого свечения на основе InGaN/GaN при токе 30 мА (Toyota Gosey Corp., 2000)

### Библиографический список

- Bradley R.R., Ash R.M., Forbes N.W., Griffiths R.J.M., Jebb D.P., and Shepard H.E. "Metalorganic chemical vapor deposition of junction isolated GaAlAs/GaAs LED structures" *J. Cryst. Growth* **77**, 629 (1986).

- Campbell J. C., Holonyak Jr. N., Craford M. G., and Keune D. L. "Band structure enhancement and optimization of radiative recombination in GaAsP (and InGaP:N)" *J. Appl. Phys.* **45**, 4543 (1974).
- Casey Jr. H. C. and Panish M. B. *Heterostructure Lasers, Part A and Heterostructure Lasers, Part B* (Academic Press, San Diego, 1978).
- Chen C. H., Stockman S. A., Peanasky M. J., and Kuo C. P. "OMVPE growth of AlGaInP for high-efficiency visible light-emitting diodes" in *High Brightness Light Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, *Semiconductors and Semimetals* **48**, (Academic Press, San Diego, 1997).
- Craford M. G., Shaw R. W., Herzog A. H., and Groves W. O. "Radiative recombination mechanisms in GaAsP diodes with and without nitrogen doping" *J. Appl. Phys.* **43**, 4075 (1972).
- Craford M. G. "Overview of device issues in high-brightness light-emitting diodes" in *High Brightness Light Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, *Semiconductors and Semimetals* **48** (Academic Press, San Diego, 1997).
- Craford M. G. "The bright future of light-emitting diodes" Plenary talk on light emitting diodes at the MRS Fall Meeting, Boston Massachusetts December (1999).
- Dallessasse J. M., El-Zein N., Holonyak Jr. N., Hsieh K. C., Burnham R. D., and Dupuis R. D. "Environmental degradation of AlGaAs-GaAs quantum-well heterostructures" *J. Appl. Phys.* **68**, 2235 (1990).
- Grimmeiss H. G. and Scholz H. "Efficiency of recombination radiation in GaP" *Phys. Lett.* **8**, 233 (1964).
- Groves W. O. and Epstein A. S. "Epitaxial deposition of III-V compounds containing isoelectronic impurities" US Patent 4,001,056 (1977).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. "Process for the preparation of electroluminescent III-V materials containing isoelectronic impurities" US Patent Re. 29,648 (1978a).
- Groves W. O., Herzog A. H., and Craford M. G. "GaAsP electroluminescent device doped with isoelectronic impurities" US Patent Re. 29,845 (1978b).
- Holonyak Jr. N. and Bevacqua S. F. "Coherent (visible) light emission from Ga(AsP) junctions" *Appl. Phys. Lett.* **1**, 82 (1962).
- Holonyak Jr. N., Bevacqua S. F., Bielan C. V., and Lubowski S. J. "The "direct-indirect" transition in Ga(AsP) *p-n* junctions," *Appl. Phys. Lett.* **3**, 47 (1963).
- Holonyak Jr. N., Nuese C. J., Sirkis M. D., and Stillman G. E., "Effect of donor impurities on the direct-indirect transition in Ga(AsP)" *Appl. Phys. Lett.* **8**, 83 (1966).
- Ishiguro H., Sawa K., Nagao S., Yamanaka H., and Koike S. "High efficient GaAlAs light emitting diodes of 660 nm with double heterostructure on a GaAlAs substrate" *Appl. Phys. Lett.* **43**, 1034 (1983).
- Ishimatsu S. and Okuno Y. "High efficiency GaAlAs LED" *Optoelectron. Dev. Technol.* **4**, 21 (1989).
- Kish F. A. and Fletcher R. M. "AlGaInP light-emitting diodes" in *High Brightness Light Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, *Semiconductors and Semimetals* **48** (Academic Press, San Diego, 1997).

- Krames M. R. *et al.* "High-power truncated-inverted-pyramid  $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P/GaP$  light emitting diodes exhibiting  $> 50\%$  external quantum efficiency" *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2365 (1999).
- Krames M. R. *et al.* "High-brightness AlGaInN light emitting diodes" *Proc. SPIE* **3938**, 2 (2000).
- Krames M. R., Amano H., Brown J. J., and Heremans P. L. "High-efficiency light-emitting diodes" Special Issue of *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 185 (2002).
- Logan R. A., White H. G., and Trumbore F. A. "*p-n* junctions in compensated solution grown GaP" *J. Appl. Phys.* **38**, 2500 (1967a).
- Logan R. A., White H. G., and Trumbore F. A. "*p-n* junctions in GaP with external electroluminescence efficiencies  $\sim 2\%$  at  $25^\circ C$ " *Appl. Phys. Lett.* **10**, 206 (1967b).
- Logan R. A., White H. G., and Wiegmann W. "Efficient green electroluminescent junctions in GaP" *Solid State Electron.* **14**, 55 (1971).
- Mueller G. (editor) *Electroluminescence I, Semiconductors and Semimetals* **64** (Academic Press, San Diego, 1999).
- Mueller G. (editor) *Electroluminescence II, Semiconductors and Semimetals* **65** (Academic Press, San Diego, 2000).
- Nakamura S. and Fasol G. *The Blue Laser Diode* (Springer, Berlin, 1997).
- Nishizawa J., Koike M., and Jin C. C. "Efficiency of GaAlAs heterostructure red light emitting diodes" *J. Appl. Phys.* **54**, 2807 (1983).
- Nuese C. J., Stillman G. E., Sirkis M. D., and Holonyak Jr. N., "Gallium arsenide-phosphide: crystal, diffusion, and laser properties" *Solid State Electron.* **9**, 735 (1966).
- Nuese C. J., Tietjen J. J., Gannon J. J., and Gossenberger H. F. "Optimization of electroluminescent efficiencies for vapor-grown GaAsP diodes" *J. Electrochem. Soc.: Solid State Sci.* **116**, 248 (1969).
- Pilkuhn M. and Rupprecht H. "Electroluminescence and lasing action in GaAsP" *J. Appl. Phys.* **36**, 684 (1965).
- Prins A. D., Sly J. L., Menev A. T., Dunstan D. J., O'Reilly E. P., Adams A. R., and Valster A. J. *Phys. Chem. Solids* **56**, 349 (1995).
- Steranka F. M., DeFevre D. C., Camras M. D., Tu C.-W., McElfresh D. K., Rudaz S. L., Cook L. W., and Snyder W. L. "Red AlGaAs light emitting diodes" *Hewlett-Packard Journal* p. 84 August (1988).
- Steranka F. M. "AlGaAs red light-emitting diodes" in *High Brightness Light Emitting Diodes* edited by G. B. Stringfellow and M. G. Craford, *Semiconductors and Semimetals* **48** (Academic Press, San Diego, 1997).
- Stringfellow G. B. and Craford M. G. (Editors) *High Brightness Light Emitting Diodes, Semiconductors and Semimetals* **48** (Academic Press, San Diego, 1997).
- Strite S. and Morkoc H., "GaN, AlN, and InN: A review" *J. Vac. Sci. Technol.* **B 10**, 1237 (1992).
- Tien P. K. Original version of the graph is courtesy of P. K. Tien of AT&T Bell Laboratories (1988).

- Toyoda Gosei Corporation, Japan, LED product catalog (2000).  
 United Epitaxy Corporation, Taiwan, General LED and wafer product catalog (1999).  
 Wolfe C. M., Nuëse C. J. and Holonyak Jr. N. "Growth and dislocation structure of single-crystal Ga(AsP)" *J. Appl. Phys.* **36**, 3790 (1965).  
 Wu J., Walukiewicz W., Yu K. M., Ager III J. W., Haller E. E., Lu H., Schaff W. J., Saito Y., and Nanishi Y. "Unusual properties of the fundamental bandgap of InN" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3967 (2002a).  
 Wu J., Walukiewicz W., Yu K. M., Ager III J. W., Haller E. E., Lu H., and Schaff W. J. "Small bandgap bowing in In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>N alloys" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4741 (2002b).

### Дополнение редактора

1. Электролюминесценция диодов из фосфида галлия / Л. А. Ангелова, В. С. Вавилов, А. Э. Юнович // ФТП. 1967. Т. 1, № 7. С. 1051–1054.
2. Фотолуминесценция фосфида галлия, легированного цинком и кислородом / Л. А. Ангелова, Р. Биндемманн, В. С. Вавилов, В. М. Грачев, Л. И. Марина, А. Э. Юнович // ФТП. 1969. Т. 3, № 2. С. 314–316.
3. О структуре спектров фотолуминесценции фосфида галлия, связанной с примесными комплексами Zn-O и Cd-O / А. В. Белоглазов, Р. Биндемманн, В. М. Грачев, А. Э. Юнович // ФТП. 1969. Т. 3, № 11. С. 1608–1611.
4. Излучательная рекомбинация в GaP, легированном изоэлектронной примесью азота / А. В. Белоглазов, А. Э. Юнович // ФТП. 1972. Т. 6, № 8. С. 1595–1602.
5. Юнович А. Э. Излучательная рекомбинация и оптические свойства фосфида галлия // Излучательная рекомбинация в полупроводниках. — М.: Наука, 1972. — 224–304 с.
6. Эффективная излучательная рекомбинация на изоэлектронной ловушке NN<sub>1</sub> в фосфиде галлия ( $\eta_e \approx 27\%$  при 60 K) / Э. Ю. Баринаева, Л. М. Коган, О. Б. Невский, Н. Р. Нуртдинов, О. П. Нуртдинова, И. Т. Рассохин, А. Э. Юнович // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, Вып. 22. С. 1381–1384.
7. Влияние степени легирования N и уровня возбуждения на фотолуминесценцию GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>:N в области составов  $x > 0,67$  / Н. Р. Нуртдинов, М. Мунир, Р. Штегманн, А. Э. Юнович // ФТП. 1981. Т. 15, Вып. 10. С. 1249–1254.
8. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж. И. Алферов // ФТП. 1998. Т. 32, № 1. С. 3–18.
9. Алферов Ж. И. Физика и Жизнь. — С.-Петербург: Наука, 2000. — 255 с.
10. Берг А., Дин П. Светодиоды: пер. с англ. под ред. А. Э. Юновича. М.: Мир, 1979. С. 688.
11. Davydov V. Yu., Klochichin A. A. et. al. // Phys. Stat. Sol (b) 229, R1 (2002).
12. Davydov V. Yu., Klochichin A. A. et. al. // Phys. Stat. Sol (b) 230, R4 (2002).
13. Спектры люминесценции голубых и зеленых светодиодов на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с квантовыми ямами / К. Г. Золина, В. Е. Кудряшов, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович // ФТП. 1997. Т. 31, № 9. С. 1055–1061.
14. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaN/GaN с множественными квантовыми ямами / В. Е. Кудряшов,

- А. Н. Туркин, А. Э. Юнович, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин // ФТП. 1999. Т. 33, № 4. С. 445–450.
15. Спектры и квантовый излучения светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с множественными квантовыми ямами — зависимость от тока и напряжения / В. Е. Кудряшов, С. С. Мамакин, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин // ФТП. 2001. Т. 35, № 7. С. 861–868.
  16. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами / С. С. Мамакин, А. Э. Юнович, А. Б. Ваттана, Ф. И. Маняхин // ФТП. 2003. Т. 37, Вып. 9. С. 1131–1137.
  17. Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaN/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний / М. Л. Бадгутдинов, А. Э. Юнович // ФТП. 2008. Т. 42, Вып. 3. С. 438–446.

## Глава 13

## ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ AlInGaN И ИСТОЧНИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ

### 13.1. Спектры ультрафиолетового излучения

Граница между диапазонами ультрафиолетового (УФ) и видимого излучений проходит на длине волны, приблизительно равной 390 нм, при которой чувствительность человеческого зрения по диаграмме МКО 1978 г. (МКО — Международная комиссия по освещению) составляет 0,1% от максимального значения. В этой главе будут рассматриваться светодиоды на основе нитридов III группы, излучающие в УФ ( $\lambda < 390$  нм) и фиолетовом ( $\lambda \approx 390\text{--}410$  нм) диапазонах спектра. Хотя последняя группа устройств излучает свет в видимом диапазоне, их часто относят к ультрафиолетовым излучателям. УФ-светодиоды различаются типом активных областей. Здесь будут рассматриваться диоды с активными областями InGaN и AlGaIn, излучающими свет на длинах волн  $\lambda > 360$  нм и  $\lambda < 360$  нм соответственно.

На рис. 13.1 представлены две классификации УФ-диапазона спектра. По одной из них, утвержденной в 1932 г. Вторым международным конгрессом по освещению (International, 1932), УФ-диапазон состоит из трех поддиапазонов: УФ-А (315–390 нм), УФ-В (280–315 нм) и УФ-С (< 280 нм). Диапазон УФ-А соответствует солнечному излучению, проходящему через всю атмосферу и достигающему поверхности Земли даже сквозь облака. Это излучение, состоящее из фотонов высокой энергии, очень опасно для кожи людей (особенно для ее глубоких слоев), именно оно является причиной возникновения катаракты (помутнения хрусталика человеческого глаза) и может привести к полной слепоте. Излучения диапазонов УФ-В (частично поглощается озоновым слоем Земли) и УФ-С (практически все поглощается озоновым слоем) также вызывают серьезные поражения кожи и глаз. Поскольку естественный свет с длинами волн  $\lambda \leq 280$  нм до поверхности Земли практически не доходит, УФ-С-диапазон длин волн называют *солнечно-слепым* диапазоном.

Позднее появилась альтернативная классификация УФ-излучения, делящая его на четыре поддиапазона: жесткого (10–100 нм), вакуумного (100–200 нм), далекого (200–320 нм) и ближнего (320–390 нм) излучения.

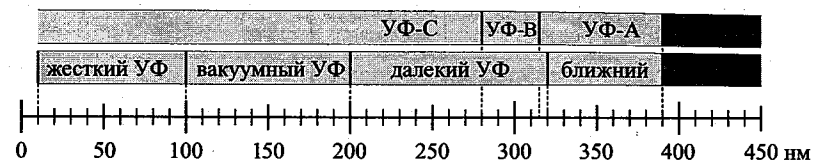


Рис. 13.1. Классификация УФ излучения по длинам волн (International Congress on Light, 1932)

### 13.2. Ширина запрещенной зоны твердых растворов AlInGaN

На рис. 13.2 показана зависимость ширины запрещенной зоны от постоянной решетки для твердых растворов AlInGaN. Данные твердые растворы используются для светодиодов, работающих в широком диапазоне длин волн, охватывающем следующие спектральные области: далекого и ближнего УФ-излучения, видимого света и даже ближнего инфракрасного излучения. Было показано, что можно получить три вида бинарных полупроводниковых соединений: InN, GaN и AlN, при этом GaN, выращенный методом эпитаксии, был более совершенным. Однако твердые растворы AlGaIn с большой концентрацией алюминия и InGaIn с большой концентрацией индия, обладающие высоким внутренним квантовым выходом излучения, получить на практике очень сложно.

Существуют различные данные о ширине запрещенной зоны InN. Первоначально считалось, что она приблизительно равна 1,9 эВ. Позднее обнаружилось, что ее величина должна быть гораздо меньше — около 0,77 эВ<sup>1)</sup>.

Изогнутые линии, характеризующие зависимость ширины запрещенной зоны полупроводников от их химического состава, показанные на рис. 13.2, можно описать уравнением из трех членов: константы, линейного члена, пропорционального  $x$ , и нелинейного члена, пропорционального  $x \cdot (1 - x)$ :

$$E_g^{AB} = E_g^A + (E_g^B - E_g^A) \cdot x + x \cdot (1 - x) \cdot E_b, \quad (13.1)$$

где  $E_b$  называется *энергией параболического прогиба* или *параметром параболического прогиба*. Параметры параболического прогиба (см. рис. 13.2) для AlGaIn, InGaIn и AlInIn, взяты из работ (Siozade et al., 2000; Yun et al., 2002; Wu et al., 2003). Недавно появились дополнительные данные об энергиях параболического прогиба (Walukiewicz et al., 2004)<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> См. приоритетные работы В. Ю. Давыдова и др. [1, 2].

<sup>2)</sup> См. книгу [3].



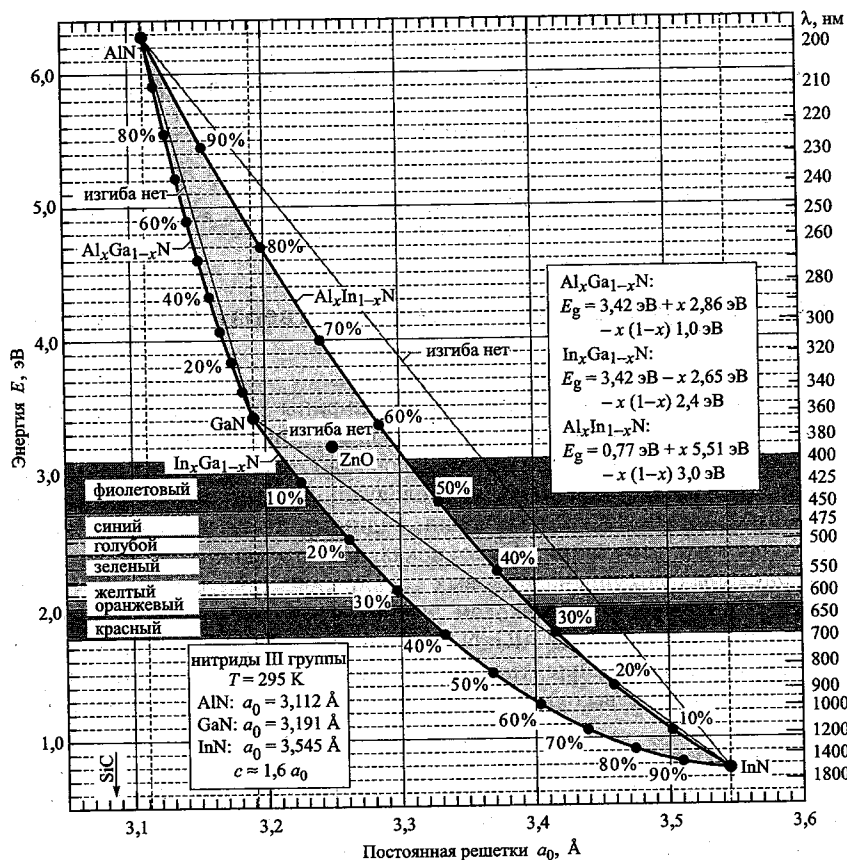


Рис. 13.2. Зависимость ширины запрещенной зоны от постоянной решетки для полупроводников на основе нитридов III группы. Параметры изгиба взяты из работ (Siozade et al., 2000; Yun et al., 2002; Wu et al., 2003)

### 13.3. Поляризационные эффекты в нитридах III группы

Наиболее распространенной при эпитаксиальном выращивании нитридов III группы является плоскость с гексагональной структуры типа вюрцита. На каждой из двух поверхностей слоя нитрида в процессе выращивания формируются поляризационные заряды, что приводит к появлению в слое внутреннего электрического поля, оказывающего сильное влияние на оптические и электрические свойства этого класса полупроводников.

Заряды на поверхностях полупроводников могут возникать за счет как спонтанной поляризации, так и пьезоэлектрической поляриза-

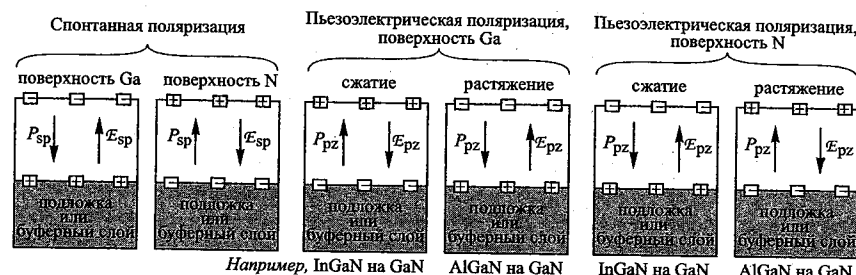


Рис. 13.3. Поверхностные заряды, направление электрического поля и поля поляризации при спонтанной и пьезоэлектрической поляризации в нитридах III группы при разной ориентации кристаллов в процессе эпитаксиального роста (со стороны Ga или со стороны N)

ции вследствие механических напряжений внутри материала (Bernardini et al., 1997; Ambacher et al., 1999, 2000, 2002). Полярность внутреннего электрического поля зависит от вида деформации и направления эпитаксиального роста кристаллов (со стороны галлия или со стороны азота). На рис. 13.3 рассмотрены несколько случаев поляризации.

Механическая деформация эпитаксиального слоя может быть вызвана как его растяжением, так и сжатием. В последнем случае эпитаксиальный слой сжимается в поперечном направлении (поперечное здесь означает в плоскости подложки). Например, слой InGaN при выращивании на толстом буферном слое GaN, находящиеся в ненапряженном состоянии, будет сжиматься. В случае растяжения эпитаксиальный слой расширяется в поперечном направлении. Так, слой AlGaIn при выращивании на толстом буферном слое GaN, находящиеся в ненапряженном состоянии, будет растягиваться.

На рис. 13.4 приведены расчетные значения электрического поля, возникающего в твердых растворах нитридов III группы, выращенных на ненапряженных слоях GaN (Gessmann et al., 2002).

На рис. 13.5 показано влияние поляризационных полей на структуры с квантовыми ямами. Внутреннее электрическое поле в слоях с квантовыми ямами разделяет в пространстве электроны и дырки, тем самым снижая вероятность излучательной рекомбинации. Этот эффект особенно сильно сказывается в структурах с толстыми активными слоями в виде квантовых ям (толщиной более 100 Å). Для его снижения необходимо использовать очень тонкие активные области. Для минимизации эффекта разделения электронов и дырок обычно выбирается толщина квантовых ям 20–30 Å.

Влияние сильных электрических полей, вызванных поляризационными эффектами, можно уменьшить путем увеличения концентрации свободных носителей. Этого добиваются либо сильным легированием активных областей, либо увеличением тока инжекции. Такое экрани-

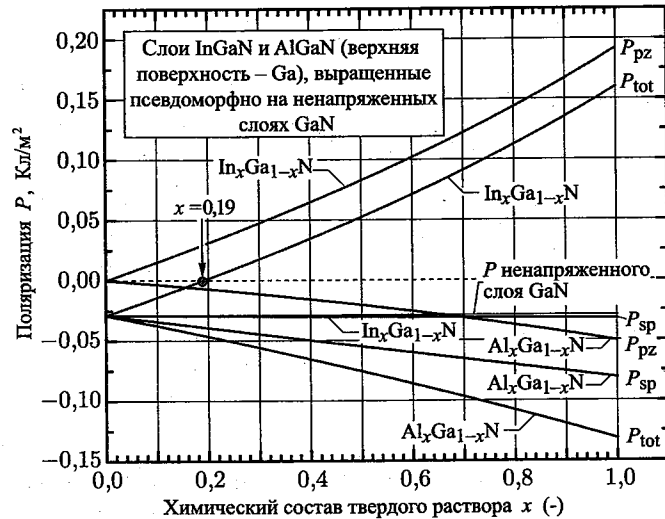


Рис. 13.4. Величина и направление спонтанной и пьезоэлектрической поляризации в псевдоморфных слоях InGaN и AlGaN, выращенных на ненапряженных слоях GaN. Ненапряженным слоям GaN свойственна спонтанная, а не пьезоэлектрическая поляризация (Gessmann et al., 2002).

рование внутренних электрических полей ведет к сдвигу максимума излучения в коротковолновую часть спектра, что часто наблюдается в светодиодах на основе InGaN при увеличении тока инжекции.

Однако у явления поляризации есть и положительная сторона. Его можно использовать для уменьшения сопротивления омических контактов в светодиодах на основе GaN. Для этого на поверхность слоя GaN *p*-типа наносится тонкий слой InGaN, находящийся в напряженном (сжатом) состоянии, который и выполняет роль усовершенствованного при помощи поляризации контакта. Электрическое поле внутри

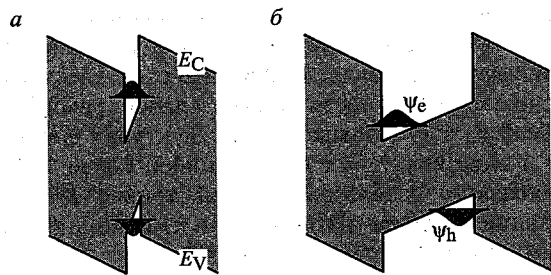


Рис. 13.5. Зонные диаграммы тонкого (а) и толстого (б) активного слоя AlGaIn/GaN с поляризационными полями (верхняя поверхность кристаллов — Ga, подложка изображена с правой стороны)

такого контакта, появившееся вследствие поляризации, способствует повышению вероятности туннелирования дырок и соответственно снижению сопротивления слоя InGaN (Li et al., 2000; Gessmann et al., 2002). Сообщается о нанесении отожженных и неотожженных омических контактов такого типа на поверхность слоя GaN *p*-типа (Kumakura et al., 2001, 2003). В случае отжига удельное сопротивление контактов составило  $2 \cdot 10^{-7}$  Ом·см<sup>-2</sup>, а во втором —  $1,1 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>-2</sup>. Усовершенствование контактов светодиодов за счет эффекта поляризации позволяет снизить их удельное сопротивление на несколько порядков по сравнению с контактами, сформированными по традиционным технологиям. Поэтому рабочие напряжения прямого смещения для светодиодов на основе GaN с улучшенными контактами, как правило, значительно ниже рабочих напряжений аналогичных диодов с обычными контактами (Su, 2005).

### 13.4. Активация примесей в нитридах III группы

При работе с материалами на основе нитридов III группы возникают дополнительные трудности, вызванные необходимостью активации примесей, что связано с двумя особенностями таких полупроводников.

— В рассматриваемых материалах происходит химическая компенсация акцепторов за счет присоединения к ним атомов водорода. Отрицательный заряд ионизированных акцепторов компенсируется положительно заряженными ионами водорода, в избытке присутствующими при эпитаксиальном выращивании. Другими возможными источниками водорода являются метиловые ( $-\text{CH}_3$ ) и этиловые ( $-\text{C}_2\text{H}_5$ ) группы металлоорганических соединений, аммиак ( $\text{NH}_3$ ) и водород из газа-носителя  $\text{H}_2$ .

— Акцепторы в нитридах III группы обладают высокой энергией тепловой активации, намного превышающей  $kT$  при температуре 300 К. В результате только небольшая доля акцепторов ионизируется при комнатной температуре.

#### Упражнение. Активация акцепторов магния в GaN

Энергия ионизации акцепторов магния в GaN  $E_a = 200$  мэВ. а. Требуется определить, какая доля акцепторов окажется ионизированной при температуре 300 К, если концентрация акцепторов составляет  $N_{Mg} = 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В расчете следует использовать формулу

$$p = (g^{-1} \cdot N_{Mg} \cdot N_v) \cdot \exp(-E_a/2kT),$$

где  $g$  — степень вырождения основного состояния акцепторов ( $g = 4$ ),  $N_v$  — эффективная плотность состояний на краю валентной зоны GaN. б. Какой будет степень ионизации акцепторов, если к каждому из них прикреплен атом водорода?

**Решение.** а. Используя приведенную формулу, находим, что при указанной температуре ионизированными оказываются только 6% акцепторов. б. В слу-

чае пассивации всех акцепторов водородом никогда не удастся добиться *p*-типа проводимости полупроводникового материала.

Было показано (Amano et al., 1989), что акцепторные примеси могут быть активированы облучением электронным пучком низкой энергии (LEEBI). Для активации акцепторов наряду с облучением пучком электронов может применяться термический отжиг, причем в ряде случаев второй метод оказывается более предпочтительным (Nakamura et al. 1991; 1992). Типичные условия термического отжига GaN *p*-типа, выращенного методом химического осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы (MOCVD): температура 675–725 °С, продолжительность 5 мин, атмосфера — азот. Al<sub>0,30</sub>Ga<sub>0,70</sub>N *p*-типа отжигают при более высокой температуре, обычно 850 °С, в течение 1–2 мин. Считается, что во время термического отжига происходит разрушение сравнительно слабых связей между акцепторами и водородом, после чего атомы водорода выходят из эпитаксиальной пленки и реагируют с азотом, образуя молекулы аммиака NH<sub>3</sub>. Благодаря малым размерам, атомы водорода, как правило, довольно легко диффундируют сквозь междоузлия в кристаллической решетке материала. Предполагается, что облучение электронами приводит к нагреву материала, что также вызывает разрыв связей между водородом и акцепторами, т. е. действие облучения аналогично отжигу<sup>1)</sup>.

В работе Шуберта и др. (Schubert et al., 1996) утверждалось, что легирование сверхрешеток AlGaIn/GaN и AlGaIn/AlGaIn (в отличие от объемных материалов GaN и AlGaIn) способствует электрической активации глубоких акцепторов, например магния. Позднее несколько независимых групп исследователей опубликовали экспериментальные данные о повышении проводимости в таких материалах в десять и более раз (Goepfert et al., 1999, 2000; Kozodoy et al., 1999a, b; Kipshidze et al., 2002, 2003). На рис. 13.6 представлены проблемы, связанные с активацией примесей в GaN и AlGaIn, и пути их решения.



Рис. 13.6. Специфические проблемы, связанные с примесями *p*-типа в GaN, и пути их решения

### 13.5. Дислокации в нитридах III группы

Наиболее распространенным материалом подложек для эпитаксиального выращивания GaN является сапфир, обладающий постоянны-

<sup>1)</sup> См. приоритетные работы [4, 5].

ми термическими, химическими и механическими характеристиками. Однако у сапфира кристаллическая структура корунда, в то время как нитриды третьей группы имеют структуру вюрцита. К тому же различаются и значения постоянных решеток сапфира и GaN. Все это ведет к возникновению в эпитаксиальных пленках GaN, выращенных на сапфировых подложках, проникающих и краевых дислокаций несоответствия, плотности которых обычно составляют  $10^8$ – $10^9$  см<sup>-2</sup>.

На рис. 13.7 схематично показаны начальные этапы выращивания эпитаксиальных слоев GaN на сапфире (Nakamura, Fasol, 1997). Первоначальный буферный слой (иногда называемый областью дефектов), выращенный при низких температурах (~ 500 °С) и в дальнейшем отжигаемый, характеризуется большим количеством дислокаций. Однако в процессе отжига эти дислокации исчезают, и в последующих слоях наблюдаются гораздо более низкие плотности дислокаций несоответствия. Колеске и др. (Koleske et al., 2004) подробно проанализировали начальные этапы выращивания эпитаксиальных слоев GaN на сапфире. Приведенные ими данные были получены с помощью атомно-силовой микроскопии и измерений коэффициентов отражения.

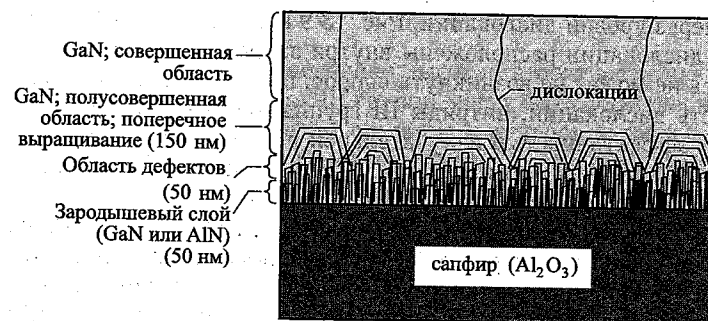


Рис. 13.7. Структура дислокаций в эпитаксиальном слое GaN, на сапфировой подложке. Сначала по технологии, описанной в работе (Amano et al., 1986), формировался буферный слой GaN или AlN. Этот слой обычно выращивается при температуре 500 °С, гораздо более низкой, чем температура выращивания последующих эпитаксиальных слоев GaN (Nakamura, Fasol, 1997)

Обычно проникающие дислокации электрически заряжены, поэтому области вокруг них за счет действия кулоновских сил либо притягивают, либо отталкивают свободные носители зарядов. Форма такого кулоновского взаимодействия (притяжения или отталкивания) определяется полярностью дислокаций и свободных носителей. На рис. 13.8 показана отрицательно заряженная линейная дислокация, притягивающая дырки и отталкивающая электроны.

На рис. 13.9 представлено изменение во времени распределения носителей зарядов в области положительно заряженной линейной дислокации. Вначале, из-за разности потенциалов, созданной дислокацией,

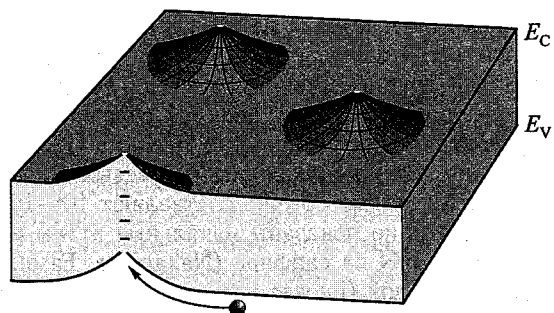


Рис. 13.8. Зонная диаграмма полупроводника, в котором имеются отрицательно заряженные дислокации, притягивающие к себе дырки, которые должны рекомбинировать с электронами

электроны к ней притягиваются, а дырки отталкиваются от нее. Однако накапливающиеся электроны постепенно экранируют эту разность потенциалов, тем самым снижая барьер для дырок. В результате электроны и дырки начинают совершать акты безызлучательной рекомбинации через уровни дислокаций. Рис. 13.9 показывает, что электронные уровни дислокации расположены внутри запрещенной зоны.

Здесь не может не возникнуть вопрос, почему, несмотря на высокую плотность дислокаций, нитриды III группы все же обладают довольно высокой эффективностью излучательной рекомбинации. Несколько вариантов объяснений этого явления будут приведены ниже. Однако ни один из них не может считаться общепринятым.

Одно из возможных объяснений высокой вероятности излучательной рекомбинации в нитридах III группы заключается в том, что электронные уровни дислокации расположены за пределами запрещенной зоны полупроводника, т.е. в разрешенных зонах, что и показано на рис. 13.10, *в* и *г*. Это объяснение подтверждают катодоллюминесцентные изображения, на которых вокруг дислокаций наблюдаются затемненные области (Rosner et al., 1997; Albrecht et al., 2002). Их наличие

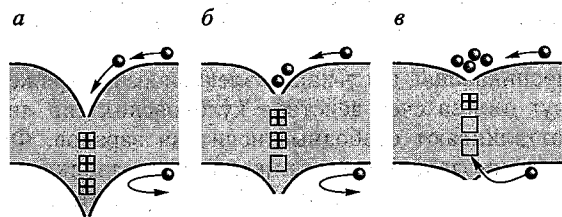


Рис. 13.9. Безызлучательная рекомбинация на положительно заряженной дислокации. Последовательность *а-в* показывает, что скопление электронов экранирует разность потенциалов, созданную дислокацией, позволяя дыркам рекомбинировать с электронами

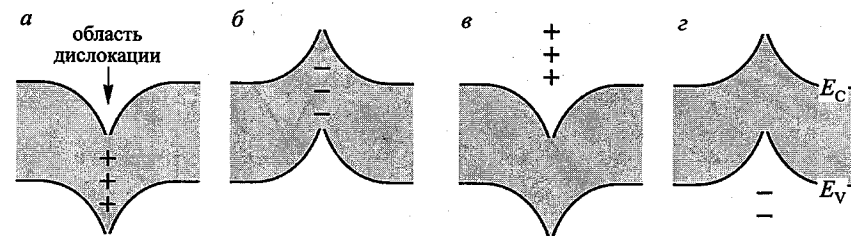


Рис. 13.10. Зонная диаграмма дислокаций: *а* — донорные уровни в запрещенной зоне, *б* — акцепторные уровни в запрещенной зоне, *в* — донорные уровни в зоне проводимости, *г* — акцепторные уровни в валентной зоне. Состояния *а* и *б* приводят к безызлучательной рекомбинации, а состояния *в* и *г* — не приводят

доказывает *отсутствие излучательной рекомбинации*, но при этом нельзя однозначно утверждать, что *там происходит безызлучательная рекомбинация*. Причиной возникновения областей затемнения на катодоллюминесцентных изображениях может быть неполное экранирование разности потенциалов, созданной дислокацией, что ведет к отталкиванию либо электронов, либо дырок и тем самым мешает излучательной рекомбинации.

Другим возможным объяснением высокой вероятности излучательной рекомбинации в нитридах III группы могут быть флуктуации состава твердых растворов, эффекты создания кластеров и разделения фаз внутри растворов, что неминуемо приводит к изменению запрещенных зон и возникновению локальных потенциальных ям на зонной диаграмме и в результате вызывает либо притягивание носителей, либо их отталкивание (Nakamura, Fasol, 1997; Chichibu et al., 1996; Narukawa et al., 1997 a,b). Такое объяснение хорошо подходит для тройных и четверных твердых растворов — InGaN и AlInGaN. Потенциальные ямы притягивают и локализуют носители, препятствуя их диффузии к дислокациям. Рис. 13.11 схематично представляет зонную диаграмму InGaN с характерными флуктуациями запрещенной зоны и областями локализации носителей.

Поскольку показано, что методом просвечивающей электронной микроскопии непосредственно определить флуктуации концентрации индия в InGaN не только затруднительно, но и практически невозможно из-за вероятности повреждения материала пучком электронов высокой энергии, точная величина этих флуктуаций до сих пор неизвестна (Smeeton et al., 2003).

Недавно была опубликована работа (Hangleiter et al., 2005), в которой указывается, что в окрестности V-образных дефектов в эпитаксиальных слоях нитридов III группы происходит уменьшение толщины квантовых ям InGaN/GaN. Авторы работы предполагают, что более широкая запрещенная зона, соответствующая узким квантовым ямам InGaN, экранирует линейные дислокации от подвижных носителей,

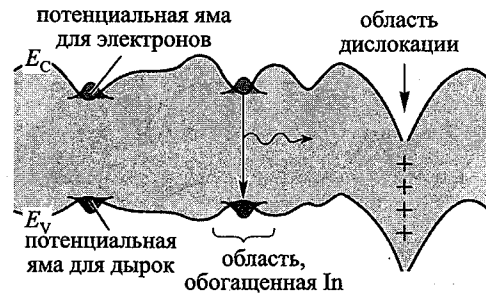


Рис. 13.11. Зонная диаграмма InGaN с кластерами, обусловленными избытками атомов In, в которых локализуются носители зарядов, что мешает им диффундировать к дислокациям

локализованных в широких (планарных) квантовых ямах InGaN. Именно это позволяет поддерживать высокий внутренний квантовый выход излучения в структурах с квантовыми ямами даже при наличии линейных дислокаций. Однако эта модель не может объяснить высокий внешний квантовый выход излучения тонких пленок GaN.

Несмотря на то, что объяснения высокой эффективности нитридов III группы, справедливого для всех случаев, до сих пор не найдено, установленным считается тот факт, что эти материалы, а в особенности светодиоды синего свечения на основе твердых растворов InGaN/GaN, имеют низкую чувствительность к наличию в них дислокаций. Поэтому таким излучателям свойственна высокая эффективность излучения даже при высокой плотности дислокаций<sup>1)</sup>. На рис. 13.12 показаны зависимости нормированного внешнего квантового выхода нескольких полупроводников типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> (GaAs, AlGaAs, GaP и GaAsP) от плотности дислокаций. Внешний квантовый выход GaN при плотности дислокаций  $10^{10}$  см<sup>-2</sup> оценивается в 4% (Lester et al., 1995). Затемненная область соответствует синим светодиодам на основе InGaN/GaN. Данные на рис. 13.12 подтверждают меньшую зависимость эффективности излучения нитридов III группы от плотности дислокаций по сравнению с арсенидами и фосфидами этих же групп.

### 13.6. УФ-светодиоды, излучающие на длинах волн больше 360 нм

Активные области светодиодов, излучающих в УФ-диапазоне длин волн больше 360 нм, обычно создаются из GaN или InGaN. Уже в 1993 г. были опубликованы (Nakamura et al., 1993a,b, 1994) данные о том, что максимум КПД светодиодов на основе InGaN приходится

<sup>1)</sup> О влиянии дислокаций на рекомбинацию в нитридных структурах см. работы С. Ю. Карпова и др. [6, 7].

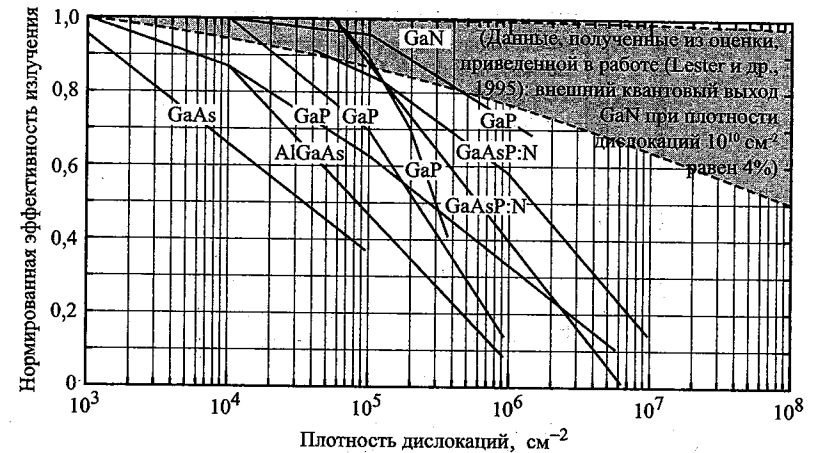


Рис. 13.12. Зависимость эффективности излучения арсенидов и фосфидов III группы от плотности дислокаций, определенной по ямкам травления (Lester et al., 1995). Данные для нитридов III группы получены автором книги по результатам, приведенным в работе (Lester et al., 1995)

на диапазон длин волн 400–410 нм. На рис. 13.13 показана структура первых УФ-светодиодов на основе InGaN, излучающих на длине волны 370 нм. Активная область таких светодиодов представляет собой двойную гетероструктуру InGaN/AlGaN и барьерные слои AlGaN, ограничивающие электроны и дырки (Mukai et al., 1998). Вокруг активной области и барьерных слоев расположены слои *p*- и *n*-типа из GaN.

На рис. 13.14 представлены спектры излучения УФ-светодиода с длиной волны 375 нм в двух режимах работы: непрерывном и импульсном. Виден небольшой сдвиг максимума электролюминесценции в длинноволновую сторону при смене импульсного режима на непрерывный. Этот эффект можно объяснить нагревом активной области,

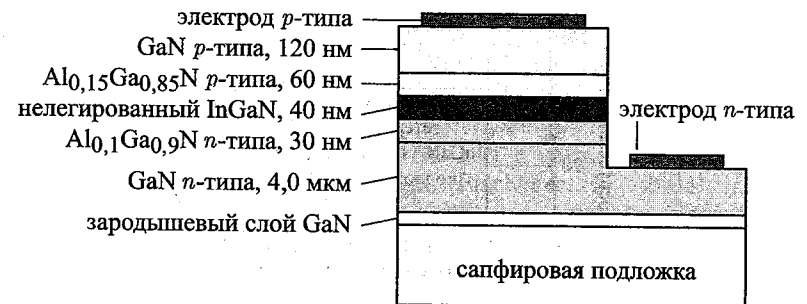


Рис. 13.13. Послойная структура InGaN УФ-светодиода, выращенного на сапфировой подложке и излучающего свет на волне 370 нм (Mukai et al., 1998)

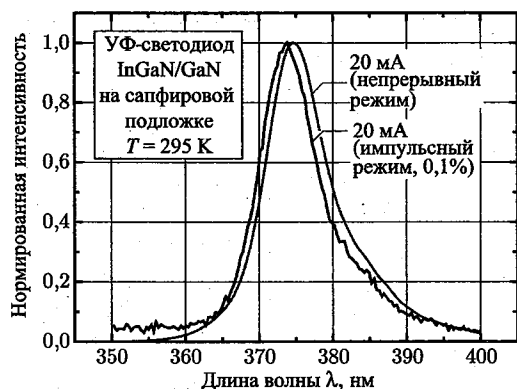


Рис. 13.14. Спектры излучения УФ-светодиода (Nichia Corp.) с длиной волны 375 нм в непрерывном и импульсном режимах работы

который обычно ведет к уменьшению запрещенной зоны, что вызывает сдвиг максимума люминесценции в длинноволновую часть спектра.

На рис. 13.15 показана зависимость интенсивности УФ-излучения светодиода с длиной волны 375 нм от толщины активного слоя. Видно, что максимальная интенсивность излучения достигается при толщине активного слоя 30–50 нм. При этом активная область должна быть сильно легированной, что необходимо для экранирования поляризационных полей. В активных областях с толщиной квантовых ям менее 5 нм снижается влияние пространственного разделения электронов и дырок. По этой причине структуры с квантовыми ямами и вытеснили двойные гетероструктуры.

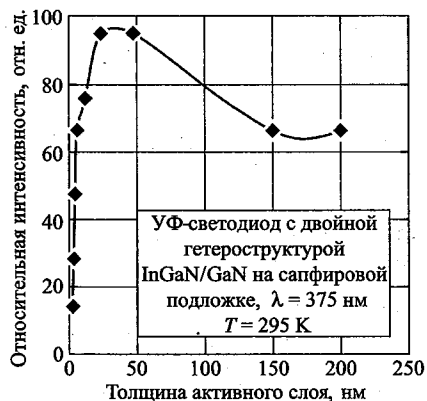


Рис. 13.15. Зависимость интенсивности излучения УФ-светодиода с длиной волны 375 нм с двойной гетероструктурой от толщины активного слоя InGaN, определенная при комнатной температуре (Mukai et al., 1998)

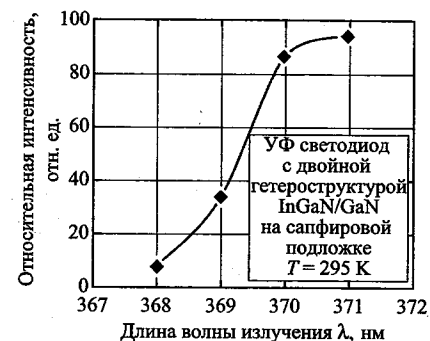


Рис. 13.16. Зависимость интенсивности излучения УФ-светодиода на основе InGaN с двойной гетероструктурой от длины волны, определенная при комнатной температуре (Mukai et al., 1998)

На рис. 13.16 представлена зависимость интенсивности УФ-излучения светодиода от длины волны. При уменьшении длины волны наблюдается снижение интенсивности излучения. Такое поведение может быть связано с концентрацией индия, введенного в активную область. Положительное влияние индия на внутренний квантовый выход светодиода снижается с падением его концентрации, поэтому нелегированные активные области GaN ( $\lambda_g \approx 360$  нм) обладают наименьшей интенсивностью излучения.

### 13.7. УФ-светодиоды, излучающие на длинах волн меньше 360 нм

Активные области светодиодов, излучающих в УФ-диапазоне с длинами волн меньше 360 нм, обычно формируются из AlGaIn или в виде множественных квантовых ям  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ . Такие светодиоды, как правило, обладают довольно низким внешним квантовым выходом, обычно менее 1%, хотя в последние годы и здесь наблюдается значительный прогресс (Zhang et al., 2002a, 2003; Yasan et al., 2002; Kipshidze et al., 2003; Fischer et al., 2004; Kim et al., 2004; Oder et al., 2004; Razeghi, Henini, 2004; Shakya et al., 2004)<sup>1)</sup>.

На рис. 13.17 показаны спектры излучения светодиодов дальнего УФ-диапазона на основе AlGaIn/AlGaIn с контактами гребенчатой формы при разных токах инжекции (Fischer et al., 2004). Для получения излучения на длине волны 290 нм активная область таких светодиодов была сформирована из трех квантовых ям  $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{N}$  и барьерных слоев  $\text{Al}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{N}$ . Спектр излучения этих светодиодов состоит из одной узкой линии с пиком на длине волны 289 нм. Однако

<sup>1)</sup> Обзор последних работ по УФ-светодиодам был сделан Азиф Ханом [8].

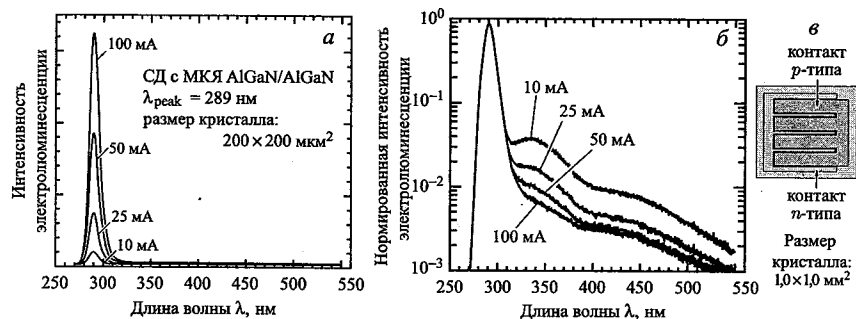


Рис. 13.17. Спектры излучения светодиодов далекого УФ-диапазона на основе AlGaIn/AlGaIn с множественными квантовыми ямами при разных токах инжекции: *а* — линейный масштаб, *б* — полулогарифмический масштаб. Для кристаллов большой площади использовались контакты гребенчатой формы (*в*) (Fischer et al., 2004)

при построении спектров данных светодиодов в полулогарифмическом масштабе на них можно увидеть еще один небольшой пик вблизи 330 нм ( $3,76 \text{ эВ} < E_g^{\text{AlGaIn}}$ ). При размерах светодиодов  $200 \times 200 \text{ мкм}^2$  и  $1 \times 1 \text{ мм}^2$  напряжения прямого смещения соответственно составили 7 В и 6 В при токе 20 мА.

При рассмотрении УФ-светодиодов на основе AlGaIn/AlGaIn необходимо обратить внимание на следующее.

- **Адсорбция алюминием кислорода.** Алюминий обладает свойством притягивать кислород, поэтому с ростом концентрации алюминия в слое AlGaIn в нем также появляется и кислород, который формирует там глубокие DX-подобные примесные уровни (McCluskey et al., 1998; Wetzell et al., 2001).
- **Проводимость AlGaIn.** Проводимость AlGaIn *n*- и *p*-типа снижается с ростом молярной доли алюминия, особенно заметно при молярной доле алюминия более 30% (Katsuragawa et al., 1998; Goepfert et al., 2000; Jiang, Lin, 2002). Это ведет к повышению удельного сопротивления барьерных слоев и последовательного сопротивления светодиодов. Проблемы с проводимостью особенно ощутимы в слоях AlGaIn *p*-типа. Для облегчения легирования материала акцепторами применяются сверхрешетки  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ .
- **Поперечная проводимость.** В светодиодах, выращенных на диэлектрических подложках со стандартной конфигурацией контактов по бокам структуры, за проводимость в поперечном направлении отвечает слой AlGaIn *n*-типа. Поскольку с ростом концентрации алюминия повышается удельное сопротивление такого слоя, легированного кремнием, увеличивается и последовательное сопротивление самого светодиода. Для компенсации этого эффекта необходимо уменьшать среднее расстояние, которое электронный ток

проходит вдоль слоя AlGaIn *n*-типа. Этого можно добиться либо используя матрицу светодиодов (Kim et al., 2003; Khan, 2004), либо при помощи контактов гребенчатого типа с близким расположением зубцов.

- **Сопротивление контактов.** Поскольку AlGaIn обладает большой шириной запрещенной зоны, а контакты и барьерные слои, как правило, являются еще более широкозонными материалами, при больших концентрациях алюминия очень трудно обеспечить низкое сопротивление контактов.
- **Диффузия акцепторов.** В процессе эпитаксиального роста верхнего барьерного слоя акцепторные примеси типа магния могут диффундировать обратно в активную область, что неминуемо приведет к снижению квантового выхода. Диффузия акцепторов и связанное с ней уменьшение квантового выхода могут наложить ограничение на максимальную толщину барьерных слоев *p*-типа.
- **Потенциальные барьеры на гетеропереходах.** Из-за большой ширины запрещенной зоны в светодиодах на основе AlGaIn наблюдаются большие разрывы зон на гетерограницах. Плавное изменение химического состава вблизи гетерограниц позволяет снизить сопротивление этих областей.
- **Пропускание света.** Для снижения перепоглощения во всех слоях светодиода необходимо поддерживать высокую концентрацию алюминия, что определяет их прозрачность для излучения.
- **Разрывы.** Пленки AlGaIn, выращенные на подложках GaN, находящихся в ненапряженном состоянии, из-за меньшего периода кристаллической решетки будут испытывать напряжения растяжения. При достаточно большой толщине пленки могут разорваться. Однако при использовании для компенсации напряжений слоев со сверхрешетками с большой концентрацией алюминия, вероятность таких разрывов можно значительно снизить или даже устранить (Hearne et al., 2000; Han et al., 2001; Zhang et al., 2002b). Компенсационные сверхрешетки уменьшают значения постоянных решеток таким образом, что последующие эпитаксиальные слои испытывают гораздо меньшее растяжение или даже находятся в чуть сжатом состоянии. В работе (Hearne et al., 2000) приведена методика численного определения максимально допустимой толщины слоя, находящегося в состоянии растяжения, при которой разрыва этого слоя не происходит.

На рис. 13.18, *а* и *б* показаны микрофотографии пленок  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$  толщиной 0,9 мкм, выращенных с применением подложки с компенсационной сверхрешеткой и без нее. Рис. 13.18, *б* соответствует случаю выращивания слоя AlGaIn, свободного от разрывов, на компенсационной подложке со сверхрешеткой  $\text{AlN}/\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{N}$  из 10 периодов с одинаковой толщиной барьерного слоя и квантовой ямы, равной 10 нм.

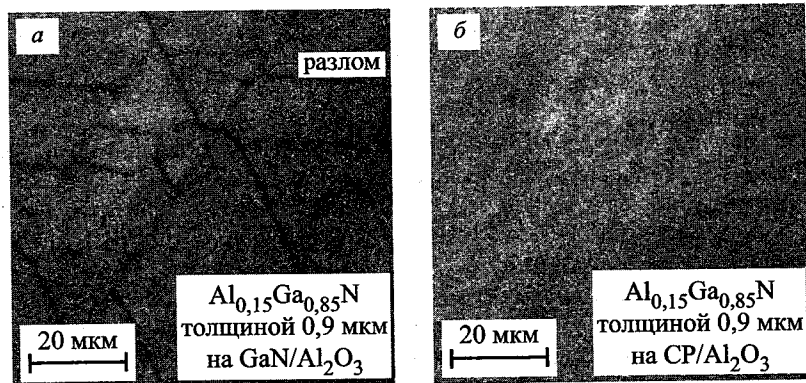


Рис. 13.18. Микрофотографии пленок  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ , выращенных с применением подложки с компенсационной сверхрешеткой  $\text{AlN}/\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{N}$  (SL) (б) и без нее (а). Сверхрешетка состоит из 10 периодов с одинаковой толщиной барьерного слоя и квантовой ямы, равной 10 нм. Углы между линиями разрыва часто равны  $60^\circ$  и  $120^\circ$

#### Упражнение. Разрывы

Почему разрывы происходят в эпитаксиальных слоях, испытывающих двухосное растяжение, а не в слоях в состоянии двухосного сжатия?

**Ответ.** Изгиб подложки с возможным последующим разрывом эпитаксиальных пленок, находящихся в состоянии растяжения, высвобождает энергию деформации пленки. Для эпитаксиальных слоев, испытывающих сжатие, энергия деформации может быть высвобождена либо изгибом подложки и пленки, либо сплющиванием пленки. Поскольку при сжатии слоев трещинам просто негде образовываться, разрывов пленок, находящихся в таком состоянии, как правило, не происходит.

Заключенная в гомогенной эпитаксиальной пленке энергия деформации вызванной несоответствием параметров решеток слоя и подложки, пропорциональна толщине этой пленки. При увеличении толщины пленки, находящейся в напряженном состоянии, всегда находятся точки, в которых происходит выделение энергии деформации, что выражается в возникновении дислокаций несоответствия и разрывах. Критическая толщина гомогенного эпитаксиального слоя, при которой в нем начинают формироваться дислокации несоответствия, определяется законом Мэттью-Блэйксли (Matthew, Blakeslee, 1976). При увеличении толщины эпитаксиального слоя выше критического значения в отдельных местах пленки появляются разрывы. В работе (Hearne, 2000) приведена формула для оценки критической толщины пленки, при которой она в состоянии двухосного растяжения начинает разрываться.

Напряжение прямого смещения ( $V_f$ ) УФ-светодиодов на основе AlGaIn часто значительно превышает величину  $h\nu/e$ . В зависимости от структуры светодиода, это избыточное напряжение может возникать либо на контакте  $p$ -типа, либо на барьерном слое AlGaIn  $p$ -типа, либо на слое AlGaIn  $n$ -типа, обеспечивающем поперечную проводимость, либо на униполярных гетеропереходах.

Для светодиодов с низкой и средней эффективностью, а также для мощных диодов желательно использовать корпуса с низким тепловым сопротивлением. С целью предотвращения излишне высоких температур активной области тепло, возникающее в светодиодах из-за высокого напряжения смещения и низкого квантового выхода, необходимо рассеять. В работе (Morita et al., 2004) описана структура светодиода, обладающего высоким теплоотводом. В данном светодиоде при помощи лазера удалили сапфировую подложку, а эпитаксиальный слой соединили непосредственно с радиатором CuW, используя припой AuSn.

#### Библиографический список

- Albrecht M., Strunk H.P., Weyher J.L., Grzegory I., Porowski S., and Wosinski T. "Carrier recombination at single dislocations in GaN measured by cathodoluminescence in a transmission electron microscope" *J. Appl. Phys.* **92**, 2000 (2002).
- Amano H., Kito M., Hiramatsu K., and Akasaki I. "P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI)" *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L2112 (1989).
- Ambacher O., Smart J., Shealy J.R., Weimann N.G., Chu K., Murphy M., Schaff W.J., Eastman L.F., Dimitrov R., Wittmer L., Stutzmann M., Rieger W. and Hilsenbeck J. "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face Al-GaN/GaN heterostructures" *J. Appl. Phys.* **85**, 3222 (1999).
- Ambacher O., Foutz B., Smart J., Shealy J.R., Weimann N.G., Chu K., Murphy M., Sierakowski A.J., Schaff W.J., Eastman L.F., Dimitrov R., Mitchell A., and Stutzmann M. "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures" *J. Appl. Phys.* **87**, 334 (2000).
- Ambacher O., Majewski J., Miskys C., Link A., Hermann M., Eickhoff M., Stutzmann M., Bernardini F., Fiorentini V., Tilak V., Schaff W.J., and Eastman L.F. "Pyroelectric properties of Al(In)GaIn/GaN hetero- and quantum well structures" *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 3399 (2002).
- Bernardini F., Fiorentini V., and Vanderbilt D. "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides" *Phys. Rev. B* **56**, R10 024 (1997).
- Chichibu S., Azuhata T., Sota T., and Nakamura S. "Spontaneous emission of localized excitons in InGaIn single and multiquantum well structures" *Appl. Phys. Lett.* **69**, 4188 (1996).
- Fischer A.J., Allerman A.A., Crawford M.H., Bogart K.H.A., Lee S.R., Kaplar R.J., Chow W.W., Kurtz S.R., Fullmer K.W., and Figiel J.J. "Room-temperature direct current operation of 290 nm light-emitting diodes with milliwatt power levels" *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3394 (2004).
- Gessmann T., Li Y.-L., Waldron E.L., Graff J.W., Schubert E.F., and Sheu J.K. "Ohmic contacts to p-type GaN mediated by polarization fields in thin  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  capping layers" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 986 (2002).



- Goepfert I.D., Schubert E.F., Osinsky A., and Norris P.E. "Demonstration of efficient p-type doping in AlGaIn/GaN superlattice structures" *Electron. Lett.* **35**, 1109 (1999).
- Goepfert I.D., Schubert E.F., Osinsky A., Norris P.E., and Faleev N.N. "Experimental and theoretical study of acceptor activation and transport properties in p-type Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN superlattices" *J. Appl. Phys.* **88**, 2030 (2000).
- Hangleiter A., Hitzel F., Netzel C., Fuhrmann D., Rossow U., Ade G., and Hinze P. "Suppression of nonradiative recombination by V-shaped pits in GaInN/GaN quantum wells produces a large increase in the light emission efficiency" *Phys. Rev. Lett.* **95**, 127402 (2005).
- Han J., Waldrip K.E., Lee S.R., Figiel J.J., Hearne S.J., Petersen G.A., and Myers S.M. "Control and elimination of cracking of AlGaIn using low-temperature AlGaIn interlayers" *Appl. Phys. Lett.* **78**, 67 (2001).
- Hearne S.J., Han J., Lee S.R., Floro J.A., Follstaedt D., Chason M.E., and Tsong I.S.T. "Brittle-ductile relaxation kinetics of strained AlGaIn/GaN heterostructures" *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1534 (2000).
- International Congress on Light, Copenhagen, Denmark (1932).
- Jiang H.X. and Lin J.Y. "AlGaIn and InAlGaIn alloys – epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications" *Opto-Electron. Rev.* **10**, 271 (2002).
- Katsuragawa M., Sota S., Komori M., Anbe C., Takeuchi T., Sakai H., Amano H., and Akasaki I. "Thermal ionization energy of Si and Mg in AlGaIn" *J. Cryst. Growth* **189/190**, 528 (1998).
- Khan M.A. "Deep-ultraviolet LEDs fabricated in AlInGaIn using MEMOCVD" *Proc. SPIE* **5530**, 224 (2004).
- Kim K.H., Li J., Jin S.X., Lin J.Y., and Jiang H.X. "III-nitride ultraviolet light-emitting diodes with delta doping" *Appl. Phys. Lett.* **83**, 566 (2003).
- Kim K.H., Fan Z.Y., Khizar M., Nakarmi M.L., Lin J.Y., and Jiang H.X. "AlGaIn-based ultraviolet light-emitting diodes grown on AlN epilayers" *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4777 (2004).
- Kipshidze G., Kuryatkov V., Borisov B., Holtz M., Nikishin S., and Temkin H. "AlGaInN-based ultraviolet light-emitting diodes grown on Si ?111?" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3682 (2002).
- Kipshidze G., Kuryatkov V., Zhu K., Borisov B., Holtz M., Nikishin S., and Temkin H. "AlIn/AlGaInN superlattice light-emitting diodes at 280 nm" *J. Appl. Phys.* **93**, 1363 (2003).
- Koleske D.D., Coltrin M.E., Cross K.C., Mitchell C.C., and Allerman A.A. "Understanding GaN nucleation layer evolution on sapphire" *J. Cryst. Growth* **273**, 86 (2004).
- Kozodoy P., Hansen M., DenBaars S.P., and Mishra U.K. "Enhanced Mg doping efficiency in Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N/GaN superlattices" *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3681 (1999a).
- Kozodoy P., Smorchkova Y.P., Hansen M., Xing H., DenBaars S.P., Mishra U.K., Saxler A.W., Perrin R., and Mitchel W.C. "Polarization-enhanced Mg doping of AlGaIn/GaN superlattices" *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2444 (1999b).

- Kumakura K., Makimoto T., and Kobayashi N. "Low resistance non-alloy ohmic contact to p-type GaN using Mg-doped InGaIn contact layer" *Phys. Stat. Sol. (a)* **188**, 363 (2001).
- Kumakura K., Makimoto T., and Kobayashi N. "Ohmic contact to p-GaN using a strained InGaIn contact layer and its thermal stability" *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 2254 (2003).
- Lester S.D., Ponce F.A., Craford M.G., and Steigerwald D.A. "High dislocation densities in high efficiency GaN-based light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1249 (1995).
- Li Y.-L., Schubert E.F., Graff J.W., Osinsky A., and Schaff W.F. "Low-resistance ohmic contacts to p-type GaN" *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2728 (2000).
- Matthews J.W. and Blakeslee A.E. "Defects in epitaxial multilayers – III. Preparation of almost perfect multilayers" *J. Cryst. Growth* **32**, 265 (1976).
- McCluskey M.D., Johnson N.M., Van de Walle C.G., Bour D.P., Kneissl M., and Walukiewicz W. "Metastability of oxygen donors in AlGaIn" *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4008 (1998).
- Morita D., Yamamoto M., Akaishi K., Matoba K., Yasutomo K., Kasai Y., Sano M., Nagahama S.-I., and Mukai T. "Watt-class high-output-power 365 nm ultraviolet light-emitting diodes" *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 5945 (2004).
- Mukai T., Morita D., and Nakamura S. "High-power UV GaInN/AlGaIn double-heterostructure LEDs" *J. Cryst. Growth* **189**, 778 (1998).
- Nakamura S., Senoh M., and Mukai T. "Highly p-type Mg doped GaN films grown with GaN buffer layers" *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L1708 (1991).
- Nakamura S., Mukai T., Senoh M., and Iwasa N. "Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films" *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L139 (1992).
- Nakamura S., Senoh M., and Mukai T. "P-GaN/N-InGaIn/N-InGaIn double heterostructure blue-light-emitting diodes" *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, L8 (1993a).
- Nakamura S., Senoh M., and Mukai T. "High-power InGaIn/GaN double-heterostructure violet light emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2390 (1993b).
- Nakamura S. "Growth of InGaIn compound semiconductors and high-power In-GaN/AlGaIn double heterostructure violet-light-emitting diode" *Microelectron. J.* **25**, 651 (1994).
- Nakamura S. and Fasol G. *The Blue Laser Diode* (Springer, Berlin, 1997). Авторы обсуждают эффекты локализации носителей на с. 305 этой книги, а начальные стадии эпитаксиального роста на с. 13.
- Narukawa Y., Kawakami Y., Fujita S., Fujita S., and Nakamura S. "Recombination dynamics of localized excitons in In<sub>0.20</sub>Ga<sub>0.80</sub>N – In<sub>0.05</sub>Ga<sub>0.95</sub>N multiple quantum wells" *Phys. Rev. B* **55**, R 1938 (1997a).
- Narukawa Y., Kawakami Y., Funato M., Fujita S., Fujita S., and Nakamura S. "Role of self-formed InGaIn quantum dots for exciton localization in the purple laser diode emitting at 420 nm" *Appl. Phys. Lett.* **70**, 981 (1997b).
- Oder T.N., Kim K.H., Lin J.Y., and Jiang H.X. "III-nitride blue and ultraviolet photonic crystal light emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **84**, 466 (2004).
- Razeghi M. and Henini M. "Optoelectronic devices: III-nitrides" (Elsevier, Amsterdam, 2004).

- Rosner S. J., Carr E. C., Ludowise M. J., Girolami G., and Erikson H. I. "Correlation of cathodoluminescence inhomogeneity with microstructural defects in epitaxial GaN grown by metal-organic chemical-vapor deposition" *Appl. Phys. Lett.* **70**, 420 (1997).
- Schubert E. F., Grieshaber W., and Goepfert I. D. "Enhancement of deep acceptor activation in semiconductors by superlattice doping" *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3737 (1996).
- Shakya J., Kim K. H., Lin J. Y., and Jiang H. X. "Enhanced light extraction in III-nitride ultraviolet photonic crystal light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **85**, 142 (2004).
- Siozade L., Leymarie J., Disseix P., Vasson A., Mihailovic M., Grandjean N., Leroux M., and Massies J. "Modelling of thermally detected optical absorption and luminescence of (In,Ga)N/GaN heterostructures" *Solid State Commun.* **115**, 575 (2000).
- Smeeton T. M., Kappers M. J., Barnard J. S., Vickers M. E., and Humphreys C. J. "Electron-beam-induced strain within InGaN quantum wells: False indium "cluster" detection in the transmission electron microscope" *Appl. Phys. Lett.* **83**, 5419 (2003).
- Su Y. K., personal communication at the *Second Asia-Pacific Workshop on Widegap Semiconductors (APWS)*, Hsinchu, Taiwan, March 7–9 (2005).
- Walukiewicz W., Li S. X., Wu J., Yu K. M., Ager III J. W., Haller E. E., Lu K., and Schaff W. J. "Optical properties and electronic structure of InN and In-rich group III-nitride alloys" *J. Cryst. Growth* **269**, 119 (2004).
- Wetzel C., Amano H., Akasaki I., Ager III J. W., Grzegory I., and Meyer B. K. "DX-like behavior of oxygen in GaN" *Physica B* **302–303**, 23 (2001).
- Wu J., Walukiewicz W., Yu K. M., Ager J. W., Haller E. E., Lu H., and Schaff W. J. "Small band gap bowing in  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$  alloys" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4741 (2002).
- Wu J., Walukiewicz W., Yu K. M., Ager III J. W., Li S. X., Haller E. E., Lu H., and Schaff W. J. "Universal bandgap bowing in group-III nitride alloys" *Solid State Commun.* **127**, 411 (2003).
- Yasan A., McClintock R., Mayes K., Darvish S. R., Kung P., and Razeghi M. "Top-emission ultraviolet light-emitting diodes with peak emission at 280 nm" *Appl. Phys. Lett.* **81**, 801 (2002).
- Yun F., Reshchikov M. A., He L., King T., Morkoç H., Novak S. W., and Wei L. "Energy band bowing parameter in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  alloys" *J. Appl. Phys.* **92**, 4837 (2002).
- Zhang J. P., Chitnis A., Adivarahan V., Wu S., Mandavilli V., Pachipulusu R., Shatalov M., Simin G., Yang J. W., and Khan M. A. "Milliwatt power deep ultraviolet light-emitting diodes over sapphire with emission at 278 nm" *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4910 (2002a).
- Zhang J. P., Wang H. M., Gaevski M. E., Chen C. Q., Fareed Q., Yang J. W., Simin G., and Khan M. A. "Crack-free thick AlGaIn grown on sapphire using AlN/AlGaIn superlattices for strain management" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3542 (2002b).
- Zhang J. P., Wu S., Rai S., Mandavilli V., Adivarahan V., Chitnis A., Shatalov M., and Khan M. A. "AlGaIn multiple-quantum-well-based deep ultraviolet light-

emitting diodes with significantly reduced long-wave emission" *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3456 (2003).

#### Дополнение редактора

1. Давыдов В. Ю., Смирнов А. Н., Гончарук И. Н., Кютт Р. Н., Байдакова М. В., Лундин В. В., Заварин Е. Е. / V. Yu. Davydov, A. N. Smirnov, I. N. Goncharuk, R. N. Kyutt, M. V. Baidakova, V. V. Lundin, E. E. Zavarin // Bandgap of hexagonal InN and InGaIn alloys. 10th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology. Proc. SPIE. Vol. 5023. № 1. P. 146–149.
2. Давыдов В. Ю., Смирнов А. Н., Гончарук И. Н., Кютт Р. Н., Байдакова М. В., Лундин В. В., Заварин Е. Е. / Davydov V. Yu., Smirnov A. N., Goncharuk I. N., Kyutt R. N., Baidakova M. V., Lundin V. V., Zavarin E. E. // Band gap of hexagonal InN and InGaIn alloys. Phys. Stat. Sol. (b). 2002. Vol. 234, № 3, P. 975–979.
3. Шретер Ю. Г., Ребане Ю. Т., Зыков В. А., Сидоров В. Г. Широкозонные полупроводники. — Спб.: Наука, 2001. — 125 с.
4. Сапарин Г. В., Обыден С. К., Четверикова И. Ф., Чукичев М. В. // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3. Физика и астрономия. 1983. Т. 24, № 3. С. 56–59.
5. Перловский Г. В., Обыден С. К., Сапарин Г. В., Попов С. И. Температурная релаксация катодолюминесценции, стимулированной электронным пучком в GaN:Zn // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3. Физика и астрономия. 1984. Т. 25, № 3. С. 21–26.
6. Мумрин В. Ф., Bulashevich K. A., Podolskaya K. A., Zhmakin I. A., Karпов S. Yu., Makarov Yu. N. // Phys. Stat. Sol. (c). 2005. V. 2, № 7, P. 2928–2931.
7. Евстратов И. Ю., Мумрин В. Ф., Карпов С. Ю. 4-я Всеросс. Конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы»: тез. докл. С. 122.
8. Asif Khan.  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  based deep ultraviolet emitters and detectors // MRS 2006 Fall Meeting, Symposium I: abstr.

## Глава 14

## СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В РЕЗОНАТОРАХ

## 14.1. Разновидности спонтанного излучения

Излучательные переходы, т. е. переходы электронов с одного квантового уровня на другой, сопровождающиеся испусканием квантов света — фотонов, являются основой большинства фундаментальных процессов в оптоэлектронных устройствах. Существуют два различных механизма, в ходе которых может происходить испускание фотонов: *спонтанное* и *вынужденное* излучение. Впервые эта терминология была введена в работе Эйнштейна (Einstein, 1917).

Вынужденное излучение применяется в полупроводниковых лазерах и суперлюминесцентных светодиодах. В 1960-х гг. было показано, что режим вынужденного излучения позволяет радикально менять излучательные характеристики полупроводников. Первым примером применения вынужденного излучения были полупроводниковые лазеры, работающие при комнатной температуре (Hayashi et al., 1970)<sup>1)</sup>, и суперлюминесцентные светодиоды (Hall et al., 1962).

Термин спонтанное излучение подразумевает, что процессы рекомбинации происходят *самопроизвольно*, без какого-либо внешнего влияния, и на самом деле считалось, что процесс спонтанного излучения неконтролируем. Однако при изучении микроскопических оптических резонаторов, пространственные размеры которых сопоставимы с длиной волны излучения, была найдена возможность управления такими характеристиками спонтанного излучения, как интенсивность, спектральная чистота и направленность. Управление этими характеристиками позволяет повышать быстродействие, яркость и эффективность полупроводниковых излучающих устройств. В работе (Joannopoulos, 1995) дан обзор резонаторов и приведены характеристики их спонтанного излучения.

В настоящее время реализовано довольно много типов микрорезонаторов с различными структурами и активными средами. В работе (Purcell, 1946) описана структура первого микрорезонатора для излучения волн в ВЧ-диапазоне, основными элементами которого были

малые металлические сферы. Но это было теоретическое предложение, сообщений о его практической реализации не найдено. В 1980-х и 1990-х гг. было изготовлено несколько вариантов микрорезонаторных структур с разными типами оптически активных сред. В них использовались излучающие среды на основе органических кристаллов (De Martini et al., 1987; Suzuki et al., 1991), полупроводников (Yablouivitch et al., 1988; Yokoyama et al., 1990), диоксида кремния, легированного редкоземельными элементами (Schubert et al., 1992b; Hunt et al., 1995b), полимеров (Nakayama et al., 1993; Dodabalapur et al., 1994). Были продемонстрированы изменения временных, пространственных и спектральных характеристик спонтанного излучения в этих активных средах.

В начале 1990-х гг. появились первые инъекционные *светодиоды с резонаторами*, созданные на основе твердых растворов GaAs (Schubert et al., 1992b), а чуть позже были продемонстрированы светодиоды на основе органических материалов (Nakayama et al., 1993). В обоих исследованиях применение резонаторов приводит к сужению спектральной линии излучения. Преимущества светодиодов с резонаторами по сравнению с традиционными светодиодами заключаются в большей яркости свечения, повышенной спектральной чистоте и более высокой эффективности. Например, было показано, что светодиоды с резонаторами обладают более чем на порядок большей плотностью спектральной мощности (Hunt et al., 1992, 1995b).

В работе (Derpe, Lei, 1992) проанализировано изменение оптического усиления поверхностно-излучающих лазеров с вертикальными резонаторами при увеличении интенсивности спонтанного излучения. При сравнении макрорезонаторов, длина которых намного больше длины волны излучения ( $\lambda \ll L_{\text{cav}}$ ), с микрорезонаторами ( $\lambda \sim L_{\text{cav}}$ ) оказалось, что при типичной ширине спектральной линии излучения GaAs, равной при комнатной температуре 50 нм, оптическое усиление может быть увеличено в 2–4 раза. Повышение усиления в структурах с микрорезонаторами дает возможность снижать пороговый ток лазера.

Важно отличать излучение внутри резонатора от излучения, выходящего из него. Интенсивность спонтанного излучения внутри резонатора и излучения, выходящего через один из отражателей *за его пределы*, могут значительно различаться. В резонаторах со средними значениями коэффициента отражения при усилении спонтанного излучения внутри резонатора происходит увеличение вывода излучения за его пределы. Однако при существенном повышении коэффициента отражения резонатора (Jewell et al., 1988) суммарный выход излучения за его пределы *снижается* (Schubert et al., 1996). В предельном случае использования зеркала с очень высоким коэффициентом отражения ( $R_1 = R_2 \rightarrow 100$ ) выход излучения за пределы резонатора становится практически равным нулю. Далее этот эффект будет обсуждаться более подробно.

<sup>1)</sup> См. приоритетные работы Ж. И. Алферова [1, 2].

В работах (Kobayashi et al., 1982, 1985) рассматривается устройство, в котором происходит усиление спонтанного излучения только одного типа волн. Такое устройство получило название *лазера с нулевым порогом* (Yokoyama, 1992) и *одномодового светодиода* (Yablonoitch, 1994). В обычном лазере только небольшая часть спонтанно излученных фотонов участвует в увеличении поля внутри резонатора. Остальные фотоны покидают резонатор через боковые стенки. Идея беспорогового лазера довольно проста. Она заключается в использовании резонатора с пространственными размерами, равными длине волны излучения, в котором существует только одна мода оптических колебаний. В таком резонаторе все фотоны, испускаемые как за счет спонтанного, так и вынужденного излучений, приводят к усилению оптической моды. В беспороговом лазере практически отсутствует порог генерации, который четко виден на зависимостях выходной мощности излучения от тока в обычных лазерах, что и является основным различием спонтанного и лазерного режимов работы. Очевидно, что лазеры с нулевым порогом имеют широкую область применения. Однако на практике они до сих пор реализованы не были, хотя имеются сообщения о попытках их создания (Yokoyama et al., 1990; Yokoyama, 1992; Numai et al., 1993).

## 14.2. Резонаторы типа Фабри–Перо

Самый простой оптический резонатор состоит из двух копланарных зеркал, расположенных на расстоянии  $L_{\text{cav}}$ . Около ста лет назад Фабри и Перо (Fabri, Perot, 1899) первыми изготовили оптические резонаторы с копланарными отражателями и исследовали их работу. В первых резонаторах Фабри–Перо отражатели располагались на довольно большом расстоянии друг от друга, т. е.  $L_{\text{cav}} \gg \lambda$ . Однако если расстояние между отражателями сделать порядка длины волны излучения, возникает новое физическое явление — усиление оптического излучения в активной среде внутри резонатора. Миниатюрные резонаторы с размерами  $L_{\text{cav}} \sim \lambda$  часто называют *микрорезонаторами*.

В данном разделе будут рассмотрены свойства самых простых оптических микрорезонаторов — с копланарными зеркалами. Подробную информацию об оптических свойствах резонаторов Фабри–Перо можно найти в работах (Coldren, Corzine, 1995), (Saleh, Teich, 1991)<sup>1)</sup>. На рис. 14.1, а и б показаны схемы, поясняющие принцип действия резонаторов Фабри–Перо с двумя зеркалами с коэффициентами отражения  $R_1$  и  $R_2$ . Плоские волны, распространяющиеся внутри резонатора, могут интерферировать конструктивно и деструктивно. В первом случае формируются устойчивые (разрешенные) оптические моды, а во втором — затухающие (запрещенные) моды. (Рассматривается ситуация,

<sup>1)</sup> См. также учебник [3].

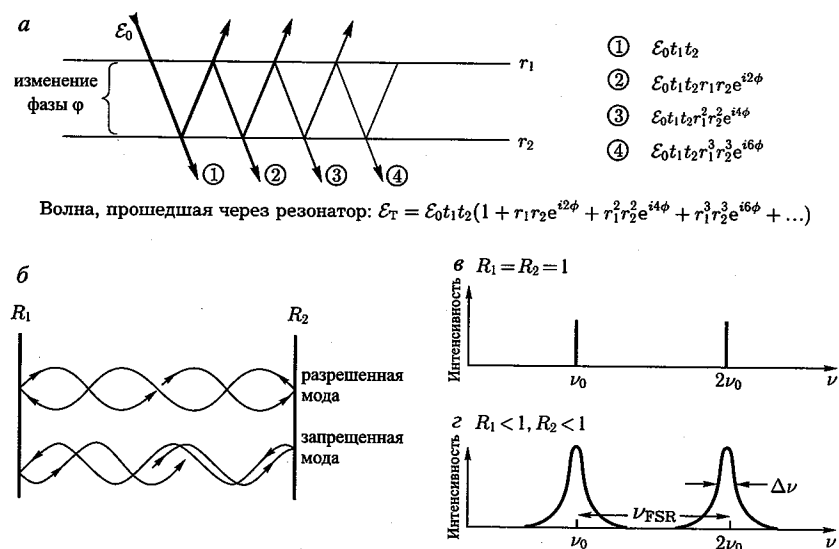


Рис. 14.1. Прохождение световой волны с амплитудой электрического поля  $E_0$  через резонатор Фабри–Перо (а). Иллюстрация разрешенных и запрещенных оптических мод в резонаторе Фабри–Перо с двумя копланарными отражателями (б). Спектры пропускания резонатора Фабри–Перо: а — с идеальными зеркалами  $R_1 = R_2 = 100\%$ , б — с реальными зеркалами  $R_1 < 1, R_2 < 1$

когда длина волны излучения намного больше длины микрорезонатора). При использовании идеальных (непоглощающих) отражателей их коэффициенты пропускания определяются выражениями  $T_1 = 1 - R_1$ ,  $T_2 = 1 - R_2$ . Поскольку между зеркалами происходят многократные отражения, коэффициент пропускания излучения сквозь резонатор Фабри–Перо находят по формулам геометрической прогрессии. Тогда полное пропускание резонатора или доля интенсивности излучения, прошедшего сквозь него, определяется соотношением

$$T = \frac{T_1 \cdot T_2}{1 + R_1 \cdot R_2 - 2\sqrt{R_1 \cdot R_2} \cdot \cos 2\phi}, \quad (14.1)$$

где  $\phi$  — изменение фазы оптической волны при однократном прохождении расстояния между двумя зеркалами, сдвиг фаз на самих отражателях не учитывается. Максимальное значение пропускания достигается только при выполнении условий конструктивной интерференции, т. е. когда  $2\phi = 0, 2\pi, \dots$ . Подставляя эти значения в формулу (14.1), находим максимальный коэффициент пропускания резонатора Фабри–Перо

$$T_{\text{max}} = \frac{T_1 \cdot T_2}{(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2})^2}. \quad (14.2)$$

Для несимметричных резонаторов ( $R_1 \neq R_2$ ),  $T_{\max} < 1$ , а для симметричных  $T_{\max} = 1$ .

**Упражнение.** Определение коэффициента пропускания резонатора Фабри-Перо

Требуется вывести уравнение (14.1). Для этого надо при помощи геометрической прогрессии, представленной на рис. 14.1, а, рассчитать интенсивность волны, прошедшей через резонатор.

В окрестности значений  $\phi = 0, 2\pi, \dots$  член при косинусе в уравнении (14.1) может быть заменен степенным рядом:  $\cos 2\phi \approx 1 - 2\phi^2$ . Тогда это выражение преобразуется к виду

$$T = \frac{T_1 \cdot T_2}{(\sqrt{R_1 \cdot R_2})^2 + \sqrt{R_1 \cdot R_2} \cdot 4\phi^2} \quad (14.3)$$

Из него следует, что вблизи резонанса функция пропускания резонатора становится функцией Лоренца. При  $\phi = 0$  функция  $T$ , описываемая уравнением (14.3), принимает максимальное значение. Коэффициент пропускания резонатора становится равным половине максимума при  $\phi_{1/2} = [1 - (R_1 R_2)^{1/2}] / [4(R_1 R_2)^{1/2}]^{1/2}$ . При высоких значениях  $R_1$  и  $R_2$ , т. е. когда  $R_1 \approx R_2 \approx 1$ ,  $\phi_{1/2} = (1/2)[1 - (R_1 R_2)^{1/2}]$ .

Коэффициент зеркальности (или разрешающая способность) резонатора  $F$  определяется как отношение расстояния между пиками пропускания (межмодового интервала резонатора) к ширине пика на половине максимального значения:

$$F = \frac{\text{расстояние между пиками}}{\text{ширина пика}} = \frac{\pi}{2 \cdot \phi_{1/2}} = \frac{\pi \sqrt{R_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \approx \frac{\pi}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (14.4)$$

Из выражения (14.4) видно, что при больших значениях  $R_1$  и  $R_2$  зеркальность резонатора становится высокой.

На практике часто удобнее работать с такими величинами, как длина волны и частота света, а не с фазой. Для преобразования уравнений (14.1)–(14.4) к этим величинам используется соотношение

$$\phi = 2\pi \frac{\bar{n} \cdot L_{\text{cav}}}{\lambda} = 2\pi \frac{\bar{n} \cdot L_{\text{cav}} \cdot \nu}{c} \quad (14.5)$$

где  $L_{\text{cav}}$  — длина резонатора,  $\lambda$  — длина волны света в вакууме,  $\nu$  — частота света,  $\bar{n}$  — показатель преломления внутри резонатора. На рис. 14.1, в и г показаны спектры пропускания резонаторов с зеркалами с  $R_1 = R_2 = 1$  и  $R_1 < 1$ ,  $R_2 < 1$ . В частотном представлении расстояние между пиками пропускания называется *свободным спектральным диапазоном*  $\nu_{FSR}$  (см. рис. 14.1, г). Зеркальность резонатора в частотном представлении определяется как:  $F = \nu_{FSR} / \Delta\nu$ .

На практике вместо коэффициента зеркальности чаще используют *добротность резонатора*  $Q$ , определяемую как отношение частоты

пиков пропускания к ширине пика. Используя это определение и уравнение (14.4) получим

$$Q = \frac{\text{частота пиков}}{\text{ширина пика}} = \frac{2\bar{n} \cdot L_{\text{cav}}}{\lambda} \cdot \frac{\pi \sqrt{R_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \approx \frac{2\bar{n} \cdot L_{\text{cav}}}{\lambda} \cdot \frac{\pi}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}, \quad (14.6)$$

где ширина пика измеряется в единицах частоты.

На рис. 14.2 приведен пример спектра отражения микрорезонатора, состоящего из четырех пар распределенных зеркал Брэгга (DBR) Si/SiO<sub>2</sub>, нанесенных на кремниевую подложку, центрального слоя SiO<sub>2</sub> и верхнего отражателя на основе зеркал Брэгга из 2,5 пар Si/SiO<sub>2</sub>. Резонансная длина волны приблизительно равна 1 мкм. Отражающая способность на резонансной длине волны не равна нулю из-за разницы коэффициентов отражения двух зеркал.

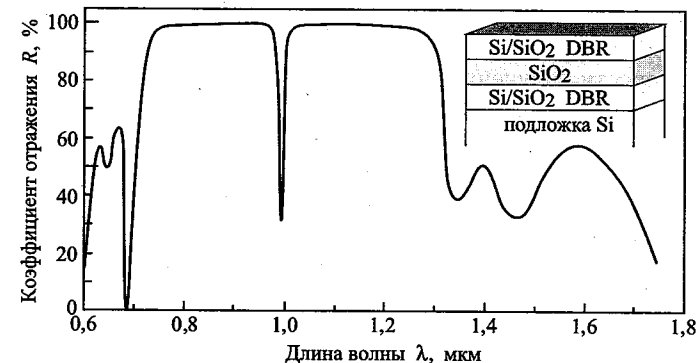


Рис. 14.2. Спектр отражения микрорезонатора, состоящего из двух распределенных зеркал Брэгга (DBR) Si/SiO<sub>2</sub> и центрального слоя SiO<sub>2</sub>. На резонансной длине волны ( $\lambda \approx 1$  мкм) коэффициент отражения резко падает

### 14.3. Плотность оптических мод в одномерном резонаторе

В этом разделе будет показано, как на основе изменений плотности оптических мод в одномерном резонаторе, например копланарном микрорезонаторе Фабри-Перо, рассчитать усиление спонтанного излучения. Сначала будут обсуждаться физические явления, приводящие к изменениям спонтанного излучения в оптически активной среде, расположенной внутри микрорезонатора. После этого будут выведены аналитические соотношения, описывающие спектральные и интегральные характеристики усиления излучения. Скорость спонтанных излу-

чательных переходов в оптически гомогенной активной среде определяется выражением (Yariv, 1982)

$$W_{\text{spont}} = \tau_{\text{spont}}^{-1} = \int_0^{\infty} W_{\text{spont}}^{(l)} \rho(\nu_l) d\nu_l, \quad (14.7)$$

где  $W_{\text{spont}}^{(l)}$  — скорость спонтанных переходов внутри оптической моды  $l$ ,  $\rho(\nu_l)$  — плотность оптических мод. В случае гомогенной оптической среды время жизни спонтанного излучения является величиной, обратной скорости спонтанного излучения. Однако если плотность оптических мод зависит от их ориентировки в пространстве, например в случае объемного резонатора, скорость излучения, определяемая выражением (14.7), также зависит от направления мод. Уравнение (14.7) справедливо только в пределах небольших пространственных углов вдоль определенных направлений, например перпендикулярно отражателям в резонаторе Фабри–Перо. Поэтому выражение (14.7) применяют для расчета скорости излучения в определенном направлении, в частности, по оптической оси резонатора.

Скорость спонтанного излучения внутри оптической моды  $l$  содержит дипольный матричный элемент  $W_{\text{spont}}^{(l)}$  двух электронных состояний, участвующих в переходе (Yariv, 1982). Поэтому при размещении оптически активной среды внутри резонатора  $W_{\text{spont}}^{(l)}$  изменяться не будет. Однако при этом сильно изменяется плотность оптических мод  $\rho(\nu_l)$ . Далее будет показано, как по величине изменения плотности оптических мод можно рассчитать изменение скорости спонтанного излучения.

Сначала сравним плотности оптических мод в свободном пространстве и внутри микрорезонатора. Для простоты ограничимся одномерным случаем копланарного резонатора Фабри–Перо. Кроме того, будем рассматривать излучение только вдоль оптической оси резонатора.

В одномерной гомогенной среде плотность оптических мод на единицу длины и на единицу частоты определяется выражением

$$\rho^{1D}(\nu) = \frac{2\bar{n}}{c}, \quad (14.8)$$

где  $\bar{n}$  — показатель преломления среды. Уравнение (14.8) можно получить с помощью принципа подобия, обычно используемого при выводе выражения для плотности мод в свободном пространстве. На рис. 14.3, а показан постоянный уровень плотности оптических мод, определяемый равенством (14.8).

**Упражнение.** Вывод уравнения плотности оптических мод.

Требуется вывести уравнение для плотности оптических мод в одномерном пространстве, т. е. выражение (14.8).

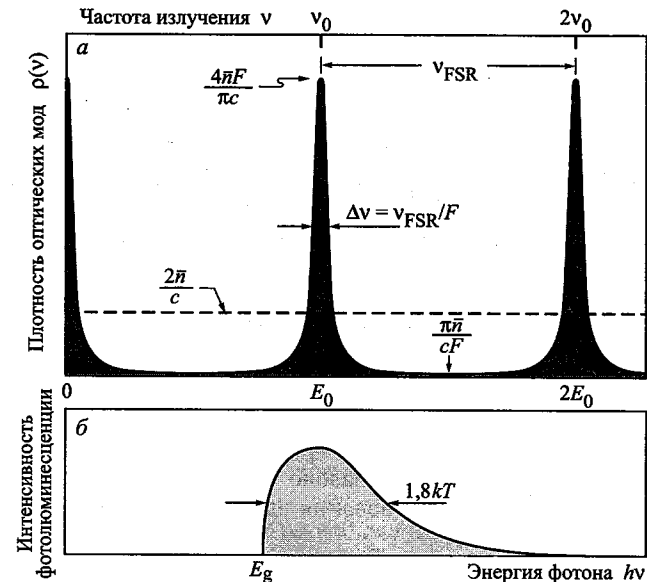


Рис. 14.3. Плотность оптических мод в одномерном планарном микрорезонаторе (сплошная линия) и в однородном одномерном пространстве (штриховая линия) (а). Теоретическая форма спектра люминесценции объемного полупроводника (б)

В планарных микрорезонаторах оптические моды являются дискретными величинами и значения их частот всегда кратны частоте основной моды. На рис. 14.3, а схематично показана плотность оптических мод внутри планарного микрорезонатора. Основной и первой модам соответствуют частоты  $\nu_0$  и  $2\nu_0$ . Для резонатора с двумя металлическими отражателями (без зеркал Брэгга) и со сдвигом фаз оптических волн при отражении, равном  $\pi$ , основная частота определяется выражением  $\nu_0 = c/2\bar{n}L_{\text{cav}}$ , где  $c$  — скорость света в вакууме,  $L_{\text{cav}}$  — длина резонатора. При выполнении условий резонанса частота излучения в оптически активной среде внутри резонатора равна частоте одной из его мод.

Плотность оптических мод вдоль оси резонатора можно найти при помощи соотношения между плотностью мод и коэффициентом пропускания моды через резонатор  $T(\nu)$ :

$$\rho(\nu) = KT(\nu), \quad (14.9)$$

где  $K$  — константа. Значение этой константы находят, исходя из условий нормировки, например из условия существования только одной оптической моды. Используя выражение (14.1), для коэффициента пропускания через резонатор Фабри–Перо можно записать следующее

выражение:

$$T(\nu) = \frac{T_1 \cdot T_2}{1 + R_1 \cdot R_2 - 2\sqrt{R_1 \cdot R_2} \cdot \cos(4\pi\bar{n} \cdot L_{\text{cav}} \cdot \nu/c)}. \quad (14.10)$$

Коэффициент пропускания максимален на частотах  $\nu = 0, \nu_0, 2\nu_0, \dots$  и минимален на частотах  $\nu = \nu_0/2, 3\nu_0/2, 5\nu_0/2 \dots$ . Если в уравнении (14.10) косинус разложить в ряд в точке  $\nu = 0$  ( $\cos x = 1 - x^2/2$ ), получим выражение для максимума коэффициента пропускания в виде приближения Лоренца:

$$T(\nu) = \frac{T_1 \cdot T_2 \cdot (\sqrt{R_1 \cdot R_2})^{-1} \cdot (4\pi\bar{n} \cdot L_{\text{cav}}/c)^{-2}}{\frac{(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2})^2}{(\sqrt{R_1 \cdot R_2})^{-1} \cdot (4\pi\bar{n} \cdot L_{\text{cav}}/c)^2} + \nu^2} \quad (14.11)$$

Интегрируя  $\rho(\nu)$  во всем диапазоне частот и по всей длине резонатора, находим условие существования единственной оптической моды:

$$K \cdot \int_0^{L_{\text{cav}}} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\nu) d\nu dL = 1. \quad (14.12)$$

Верхний и нижний пределы интегрирования по частоте выбраны равными  $\pm\infty$  из-за того, что выражение (14.11) при  $\nu = 0$  имеет только один максимум. Используя уравнения (14.9), (14.11) и формулу интегрирования  $\int_{-\infty}^{\infty} (a^2 + x^2)^{-1} dx = \pi/a$ , получаем выражение для нахождения коэффициента  $K$ :

$$K = \frac{(R_1 R_2)^{3/4}}{T_1 T_2} \cdot \frac{4\bar{n}}{c} \cdot (1 - \sqrt{R_1 R_2}). \quad (14.13)$$

Подставив это выражение в уравнение (14.9), найдем плотность оптических мод излучения вдоль оси одномерного резонатора:

$$\rho(\nu) = \frac{(R_1 R_2)^{3/4}}{T_1 T_2} \cdot \frac{4\bar{n}}{c} \cdot (1 - \sqrt{R_1 R_2}) \cdot T(\nu). \quad (14.14)$$

При помощи уравнения (14.14) можно найти максимальную и минимальную плотность оптических мод. Для максимума получим выражение

$$\rho_{\text{max}} = \frac{(R_1 R_2)^{3/4}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})} \cdot \frac{4\bar{n}}{c}. \quad (14.15)$$

Используя уравнение (14.4) и соотношение  $(R_1 R_2)^{3/4} \approx 1$ , находим приближенное выражение для  $\rho_{\text{max}}$ :

$$\rho_{\text{max}} \approx \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\bar{n} \cdot F}{c}, \quad (14.16)$$

где  $F$  — коэффициент зеркальности резонатора. Из уравнения (14.16) следует, что в максимуме плотность мод вдоль оси резонатора прямо пропорциональна его зеркальности. Для минимального значения плотности оптических мод получим выражение

$$\rho_{\text{min}} = \frac{(R_1 R_2)^{3/4} \cdot (1 - \sqrt{R_1 R_2})}{(1 + \sqrt{R_1 R_2})^2} \cdot \frac{4\bar{n}}{c}. \quad (14.17)$$

При помощи (14.4) и из условия  $(R_1 R_2)^{3/4} \approx 1$  выводим приближенное выражение для  $\rho_{\text{min}}$ :

$$\rho_{\text{min}} \approx \pi \cdot \frac{\bar{n}}{cF}, \quad (14.18)$$

из которого следует, что в минимуме плотность оптических мод вдоль оси резонатора обратно пропорциональна его зеркальности.

На рис. 14.3 для сравнения показаны плотности оптических мод в одномерном свободном пространстве и в одномерном планарном резонаторе. Отметим, что площади, ограниченные представленными зависимостями, равны, т.е. в обоих случаях наблюдается одинаковая средняя плотность мод.

#### 14.4. Спектральные характеристики усиления излучения

Поскольку интенсивность излучения на заданной длине волны прямо пропорциональна плотности оптических мод — см. уравнение (14.7), увеличение спектральной плотности определяется отношением плотностей мод в одномерном резонаторе и в одномерном свободном пространстве. Как было показано, спектр усиления резонатора имеет форму распределения Лоренца. Поэтому коэффициент усиления на резонансной длине волны равен отношению плотностей оптических мод в резонаторе и вне его, т.е.

$$G_e = \frac{\rho_{\text{max}}}{\rho_{1D}} \approx \frac{2}{\pi} \cdot F \approx \left(\frac{2}{\pi}\right) \cdot \frac{\pi \cdot (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}. \quad (14.19)$$

Из уравнения видно, что микрорезонатор позволяет добиться значительного увеличения интенсивности спонтанного излучения вдоль его оси.

Уравнение (14.19) показывает среднее увеличение интенсивности излучения от двух отражателей резонатора. Для нахождения усиления излучения только в одном направлении необходимо коэффициент усиления, определяемый уравнением (14.19), умножить на долю света, отраженного от зеркала с коэффициентом отражения  $R_1$  (т.е. на  $1 - R_1$ ) и разделить на средние потери на двух отражателях за один полный проход резонатора (т.е. на  $1/2[(1 - R_1) + (1 - R_2)]$ ). Для больших

значений  $R_1$  и  $R_2$  можно записать следующее выражение для коэффициента усиления излучения от одного зеркала с коэффициентом отражения  $R_1$ :

$$G_e \approx \frac{2(1-R_1)}{2-R_1-R_2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot F \approx \frac{1-R_1}{1-\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{2F}{\pi} \approx \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\pi \cdot (R_1 R_2)^{1/4} \cdot (1-R_1)}{(1-\sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (14.20)$$

Здесь было использовано приближение  $1 - (R_1 R_2)^{1/2} \approx (1/2)(1 - R_1 R_2) \approx 1/2(2 - R_1 - R_2)$ .

Теперь учтем взаимосвязь между стоячими волнами внутри резонатора и распределением оптически активного материала по отношению к узлам и пучностям этих волн. Коэффициент усиления пучности  $\xi = 2$ , если активная область расположена точно в точке пучности стоячей волны внутри резонатора. Коэффициент  $\xi = 1$ , если активная область перекрывает достаточно много периодов стоячей оптической волны. И, наконец,  $\xi = 0$ , когда активный материал расположен в узловой точке стоячей волны.

Тогда для коэффициента усиления излучения можно записать следующее выражение:

$$G_e \approx \frac{\xi}{2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\pi \cdot (R_1 R_2)^{1/4} \cdot (1-R_1)}{(1-\sqrt{R_1 R_2})^2} \cdot \frac{\tau_{\text{cav}}}{\tau}, \quad (14.21)$$

где  $R_1$  — коэффициент отражения пропускающего свет зеркала, т.е.  $R_1 < R_2$ . В выражении (14.21) через отношение параметров  $\tau$  и  $\tau_{\text{cav}}$  ( $\tau$  — время жизни фотонов за пределами резонатора,  $\tau_{\text{cav}}$  — время жизни фотонов в резонаторе) также учтены изменения времени жизни спонтанного излучения. Если структура резонатора снижает излучательное время жизни, это выражается в уменьшении усиления, что отражает коэффициент  $\tau/\tau_{\text{cav}}$ . Для планарных микрорезонаторов этот коэффициент, как правило, всегда больше или равен 0,9 (Vredenberg et al., 1993). Из этого можно сделать вывод, что время жизни излучения в планарных микрорезонаторах определяется в основном концентрацией неосновных носителей.

### 14.5. Интегральные характеристики усиления излучения

Для многих практических случаев более важным является не усиление излучения на резонансной длине волны, а его суммарное усиление во всем диапазоне длин волн. В условиях резонанса усиление излучения происходит вдоль оси резонатора. Однако по мере удаления от резонанса интенсивность излучения начинает снижаться. Поскольку естественный спектр излучения активной среды (без резонатора) может быть гораздо шире, чем резонансная кривая, невозможно зара-

нее определить, произойдет ли в резонаторе усиление интегрального излучения. Для расчета полного усиления излучения во всем диапазоне длин волн необходимо знать ширину резонансного спектра и ширину спектра естественного излучения. Ширина резонансной кривой может быть вычислена по коэффициенту зеркальности резонатора или его добротности.

Теоретическая ширина спектра излучения объемного полупроводника равна  $1,8kT$  (см. например, Schubert, 1993), где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура. При комнатной температуре для длины волны излучения 900 нм  $1,8kT$  соответствует ширине спектральной линии  $\Delta\lambda_n = 31$  нм. При ширине резонансной кривой 5–10 нм одна часть естественного спектра будет усиливаться, а другая подавляться. Если предположить, что естественный спектр излучения имеет вид распределения Гаусса, можно вывести аналитическое выражение для вычисления коэффициента интегрального усиления излучения (или коэффициента подавления). В случае резонатора с высокой разрешающей способностью ширина спектра естественного излучения полупроводников при 300 К практически всегда больше ширины резонансной кривой. Ширина гауссова спектра равна  $\Delta\lambda_n = 2\sigma(2\ln 2)^{1/2}$ , а пиковое значение  $(\sigma(2\pi)^{1/2})^{-1}$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение. Для коэффициента интегрального усиления (или коэффициента подавления) можно вывести следующее соотношение (Hunt et al., 1993):

$$G_{\text{int}} = \frac{\pi}{2} \cdot G_e \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} = G_e \cdot \sqrt{\pi \ln 2} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_n}, \quad (14.22)$$

где коэффициент  $\pi/2$  появляется из-за того, что спектр излучения имеет форму распределения Лоренца. Из выражения видно, что интегральное усиление зависит от ширины спектра естественного излучения активной среды. Величина  $G_{\text{int}}$  для разных типов оптически активных материалов меняется в довольно широких пределах. Узкие атомные спектры могут быть усилены на несколько порядков (Schubert et al., 1992b). С другой стороны, в материалах с широким спектром излучения, например красителях или полимерах, интегрального усиления излучения может и не наблюдаться (de Martini et al., 1987; Suzuki et al., 1991). Из уравнения (14.33) также следует, что ширина резонансной кривой сильно влияет на величину интегрального усиления. Узкая резонансная кривая, соответствующая либо высоким значениям зеркальности резонатора, либо большой его длине (Hunt et al., 1992), снижает  $G_{\text{int}}$ .

**Пример.** Спектральные и интегральные характеристики усиления структуры с резонатором

В качестве примера при помощи уравнений (14.21) и (14.22) рассчитаем спектральный и интегральный коэффициенты усиления излучения полупроводниковой структуры с резонатором. Считаем, что коэффициенты отражения зеркал  $R_1 = 90\%$ ,  $R_2 = 97\%$ , коэффициент усиления



пучностей  $\xi = 1,5$ ,  $\tau/\tau_{\text{cav}} \approx 1$ . Тогда разрешающая способность  $F = 46$ , а пиковое значение  $G_e$  по уравнению (14.21) равно 68. Подставляя это значение в (14.22) и считая ширину резонансной кривой  $\Delta\lambda = 6,5$  нм (Schubert et al., 1994), а теоретическую ширину спектра естественного излучения при температуре 300 К  $\Delta\lambda = 30$  нм, находим величину теоретического коэффициента интегрального усиления  $G_{\text{int}} = 13$ . В работе (Schubert et al., 1994) приведено значение  $G_{\text{int}} = 5$ , полученное экспериментально для аналогичной структуры. Различия теоретического и экспериментальных значений объясняются более широким спектром естественного излучения, который превышал теоретическое значение  $1,8kT$ .

На рис. 14.3, б схематично показан спектр спонтанного излучения объемного полупроводника. Для достижения максимального усиления излучения вдоль оси резонатора необходимо, чтобы совпадали пики резонансной кривой и спектра естественного излучения. Использование легирующих примесей расширяет спектр излучения полупроводника, что делает его ширину больше теоретического значения  $1,8kT$ . Спектры структур с квантовыми ямами из-за ступенчатости функции плотности состояний практически всегда уже  $0,7kT$ . Низкие температуры и образование экситонов также приводят к сужению спектра естественного излучения. Поэтому добиться высоких значений усиления излучения можно использованием структур с квантовыми ямами и низких рабочих температур.

#### 14.6. Экспериментальные данные об усилении излучения и его угловая зависимость

Значительного усиления спонтанного излучения можно добиться при помощи излучателей, естественные спектры которых имеют вид узких линий. Атомные переходы в редкоземельных элементах характеризуются именно такими узкими спектральными линиями. Поэтому резонаторы, легированные редкоземельными элементами, прекрасно подходят для исследования усиления излучения. На рис. 14.4 показан спектр излучения резонатора на основе Si/SiO<sub>2</sub> с легированной эрбием активной областью SiO<sub>2</sub>, обладающего высокой разрешающей способностью (Schubert et al., 1992b). Отчетливо видно значительное сужение спектральной линии и усиление излучения. По сравнению со структурой без резонатора данный излучатель показал увеличение интенсивности более чем в 50 раз.

Резонатор состоит из нижнего зеркала Брэгга в виде четырех слоев Si/SiO<sub>2</sub> с расчетной отражающей способностью 99,8%; активной области SiO<sub>2</sub>, толщина  $\lambda/2$ , легированной эрбием, и верхнего зеркала Брэгга из 2,5 слоев Si/SiO<sub>2</sub> с расчетной отражающей способностью 98,5%. Концентрация эрбия в активной области SiO<sub>2</sub> составляет  $7,7 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Экспериментально определенная разрешающая способ-

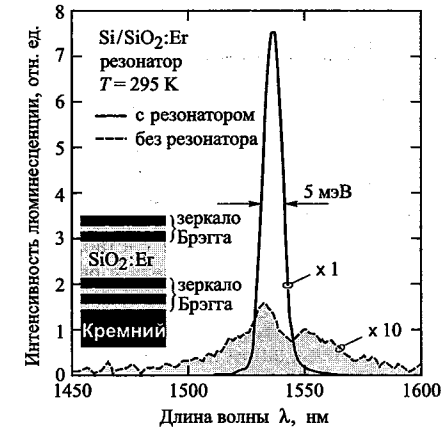


Рис. 14.4. Спектры фотолюминесценции слоев SiO<sub>2</sub>, легированных эрбием. Узкая линия соответствует слою SiO<sub>2</sub>, расположенному в резонаторе с резонансом на длине волны 1540 нм. Второй спектр отвечает структуре без резонатора. Наблюдается усиление излучения более чем в 50 раз (Schubert et al., 1992b)

ность резонатора  $F = 310$ , что оказалось несколько ниже расчетного значения 370.

Длина волны в максимуме излучения зависит от угла. Данная угловая зависимость может быть выведена из условия, в соответствии с которым нормальная составляющая волнового вектора  $k_{\perp}$  при соблюдении требований резонанса в резонаторе должна оставаться неизменной независимо от направления распространения вектора  $k$ . Это условие может быть записано в виде

$$k \cos \theta = k_{\perp} \quad (14.23)$$

или

$$\frac{2\pi}{\lambda_e(\theta)} \cdot \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{res}}}, \quad (14.24)$$

где  $\lambda_{\text{res}}$  и  $\lambda_e$  — резонансная длина волны и длина волны излучения,  $\theta$  — полярный угол (угол внутри резонатора по отношению к нормали к поверхности), показанный на рис. 14.5.

Используя уравнение (14.24) и закон Снеллиуса ( $\bar{n} \cdot \sin \theta = \sin \Theta$ ), получим выражение для длины волны излучения:

$$\lambda_e = \lambda_{\text{res}} \cdot \cos \left[ \arcsin \left( \frac{1}{\bar{n}} \cdot \sin \Theta \right) \right]. \quad (14.25)$$

Для малых углов это выражение можно упростить:

$$\lambda_e \approx \lambda_{\text{res}} \cdot \left( 1 - \frac{\Theta^2}{2\bar{n}^2} \right). \quad (14.26)$$

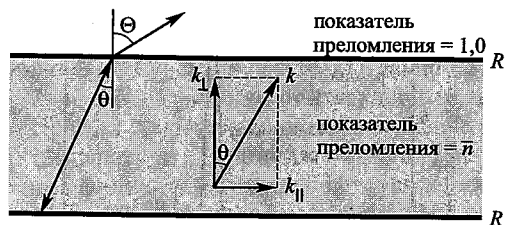


Рис. 14.5. Перпендикулярная и параллельная составляющие волнового вектора  $k$  при распространении света в резонаторе

На рис. 14.6 представлена зависимость длины волны в максимуме излучения от угла  $\Theta$ . График в виде сплошной линии, соответствует уравнению (14.25), а штриховой — упрощенному выражению (14.26). В расчетах использовался показатель преломления, равный 1,5.

Подобная угловая зависимость была найдена для различных полупроводниковых материалов. На рис. 14.7 показаны спектры излучения резонатора на основе AlInGaP для разных углов излучения (Streubel et al., 2002). Отметим, что наибольшая интенсивность излучения наблюдается при угле  $30^\circ$ . Это означает, что резонансная длина волны расположена в длинноволновой части естественного спектра излучения полупроводника. Учет этого позволяет получить максимальную мощность излучения (Streubel et al., 2002).

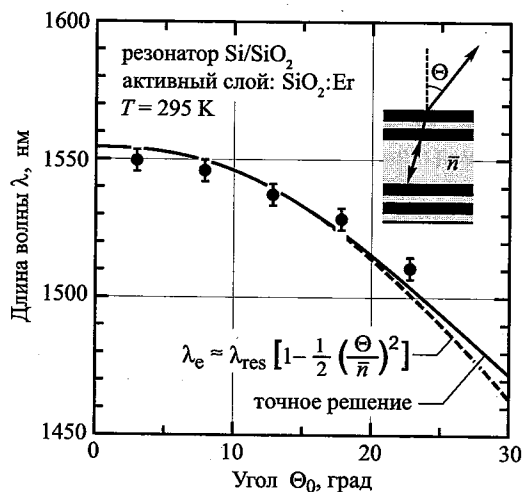


Рис. 14.6. Зависимость длины волны в максимуме излучения от полярного угла  $\Theta$  для планарного резонатора Si/SiO<sub>2</sub> с легированной эрбием активной областью SiO<sub>2</sub> (Schubert et al., 1992b)

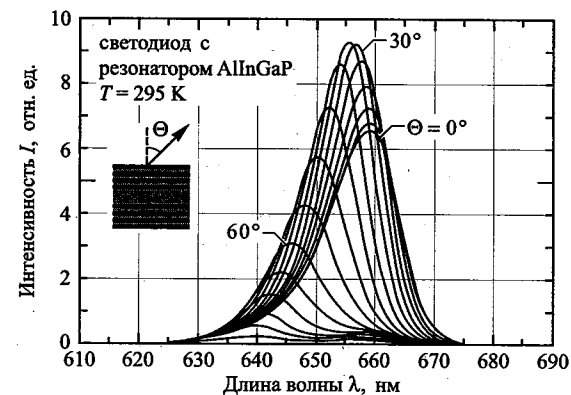


Рис. 14.7. Спектры излучения светодиода с резонатором на основе AlInGaP для разных полярных углов. Длинноволновая часть излучения квантовой ямы испускается вдоль оси резонатора ( $\Theta = 0^\circ$ ). Излучение более коротких волн распространяется под некоторыми углами к оси. Для нахождения ширины спектра FWHM (18 нм) использовалась интегрирующая сфера (Streubel et al., 2002)

### Библиографический список

- Coldren L. A. and Corzime S. W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley and Sons, New York, 1995).
- De Martini F., Innocenti G., Jacobovitz G. R., and Mataloni P. "Anomalous spontaneous emission time in a microscopic optical cavity" *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2955 (1987).
- Deppe D. G. and Lei C. "Spontaneous emission and optical gain in a Fabry-Perot microcavity" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 527 (1992).
- Dodabalapur A., Rothberg L. J., and Miller T. M. "Color variation with electroluminescent organic semiconductors in multimode resonant cavities" *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2308 (1994).
- Einstein A. "On the quantum theory of radiation" (translated from German) *Z. Phys.* **18**, 121 (1917).
- Fabry G. and Perot A. "Theory and applications of a new interference method for spectroscopy" (translated from French) *Ann. Chim. Phys.* **16**, 115 (1899).
- Hall R. N., Fenner G. E., Kingsley J. D., Soltys T. J., and Carlson R. O. "Coherent light emission from GaAs junctions" *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- Hayashi I., Panish M. B., Foy P. W., and Sumski S. "Junction lasers which operate continuously at room temperature" *Appl. Phys. Lett.* **17**, 109 (1970).
- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Logan R. A., and Zydzik G. J. "Enhanced spectral power density and reduced linewidth at 1.3  $\mu\text{m}$  in an InGaAsP quantum well resonant cavity light emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2287 (1992).
- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Kopf R. F., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. "Increased fiber communications bandwidth from a resonant cavity light emitting diode emitting at  $\lambda = 940 \text{ nm}$ " *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2600 (1993).

- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Sivco D. L., Cho A. Y., Kopf R. F., Logan R. A., and Zydzik G. J. "High efficiency, narrow spectrum resonant cavity light-emitting diodes" in *Confined Electrons and Photons* edited by E. Burstein and C. Weisbuch (Plenum Press, New York, 1995a).
- Hunt N. E. J., Vredenberg A. M., Schubert E. F., Becker P. C., Jacobson D. C., Poate J. M., and Zydzik G. J. "Spontaneous emission control of Er<sup>3+</sup> in Si/SiO<sub>2</sub> microcavities" in *Confined Electrons and Photons* edited by E. Burstein and C. Weisbuch (Plenum Press, New York, 1995b).
- Jewell J. L., Lee Y. H., McCall S. L., Harbison J. P., and Florez L. T. "High-finesse AlGaAs interference filters grown by molecular beam epitaxy" *Appl. Phys. Lett.* **53**, 640 (1988).
- Joannopoulos J. D., Meade R. D., and Winn J. N. *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton, 1995).
- Kobayashi T., Segawa T., Morimoto A., and Sueta T. *Meeting of the Jpn. Soc. of Appl. Phys.* Tokyo (1982); see also Yokoyama (1992).
- Kobayashi T., Morimoto A., and Sueta T. *Meeting of the Jpn. Soc. of Appl. Phys.* Tokyo (1985); see also Yokoyama (1992).
- Nakayama T., Itoh Y., and Kakuta A. "Organic photo- and electroluminescent devices with double mirrors" *Appl. Phys. Lett.* **63**, 594 (1993).
- Numai T., Kosaka H., Ogura I., Kurihara K., Sugimoto M., and Kasahara K. "Indistinct threshold laser operation in a pnpn vertical to surface transmission electrophotonic device with a vertical cavity" *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 403 (1993).
- Purcell E. M. "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies" *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- Saleh B. E. A. and Teich M. C. *Fundamentals of Photonics* (John Wiley and Sons, New York, 1991).
- Schubert E. F., Wang Y. H., Cho A. Y., Tu L. W., and Zydzik G. J. "Resonant cavity light emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 921 (1992a).
- Schubert E. F., Vredenberg A. M., Hunt N. E. J., Wong Y. H., Becker P. C., Poate J. M., Jacobson D. C., Feldman L. C., and Zydzik G. J. "Giant enhancement in luminescence intensity in Er-doped Si/SiO<sub>2</sub> resonant cavities" *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1381 (1992b).
- Schubert E. F. *Doping in III-V Semiconductors* p. 512 (Cambridge University Press, Cambridge UK, 1993).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Micovic M., Malik R. J., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. *Science* **265**, 943 (1994).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Malik R. J., Micovic M., and Miller D. L. "Temperature and modulation characteristics of resonant cavity light-emitting diodes" *IEEE J. Lightwave Technol.* **14**, 1721 (1996).
- Streubel K., Linder N., Wirth R., and Jaeger A. "High brightness AlGaInP light-emitting diodes" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 321 (2002).
- Suzuki M., Yokoyama H., Brorson S. D., and Ippen E. P. "Observation of spontaneous emission lifetime change of dye-containing Langmuir-Blodgett films in optical microcavities" *Appl. Phys. Lett.* **58**, 998 (1991).

- Vredenberg A. M., Hunt N. E. J., Schubert E. F., Jacobson D. C., Poate J. M., and Zydzik G. J. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 517 (1993).
- Yablonoitch E., Gmitter T. J., and Bhat R. "Inhibited and enhanced spontaneous emission from optically thin AlGaAs/GaAs double heterostructures" *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2546 (1988).
- Yablonoitch E. personal communication (1994).
- Yariv A. *Theory and Applications of Quantum Mechanics* (John Wiley and Sons, New York, 1982) p. 143.
- Yokoyama H., Nishi K., Anan T., Yamada H., Boorson S. D., and Ippen E. P. "Enhanced spontaneous emission from GaAs quantum wells in monolithic microcavities" *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2814 (1990).
- Yokoyama H. "Physics and device applications of optical microcavities" *Science* **256**, 66 (1992).

#### Дополнение редактора

1. Алферов Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП. 1998. Т. 32, № 1. С. 3–18.
2. Алферов Ж. И. Физика и Жизнь. — С.-Петербург: Наука, 2000. — 255 с.
3. Ахманов С. А., Никитин С. А. Физическая оптика. — М.: Изд-во МГУ, 1998. — 656 с.

## Глава 15

## СВЕТОДИОДЫ С РЕЗОНАТОРОМ

## 15.1. Введение и исторические сведения

У светодиодов с резонатором (RCLED) активные области находятся внутри оптических резонаторов. Оптический резонатор обычно имеет толщину, равную половине или целой длине волны света, излучаемого светодиодом, т. е. для устройств видимого и инфракрасного диапазонов толщина резонатора составляет доли микрометра. Резонансная длина волны совпадает с длиной волны излучения активной области светодиода или близка к ней. Спонтанное излучение, испускаемое активной областью, расположенной внутри резонатора, усиливается за счет резонансного эффекта. Светодиоды с резонатором — первые устройства, в которых использован принцип усиления спонтанного излучения в микрорезонаторе.

Размещение оптически активного материала внутри резонатора позволило улучшить характеристики светодиодов в несколько раз. *Во-первых*, интенсивность излучения светодиодов с резонатором вдоль его оси, т. е. перпендикулярно поверхности полупроводника, превышает интенсивность излучения обычных светодиодов в 2–10 раз. *Во-вторых*, спектр излучения характеризуется *более высокой спектральной чистотой* по сравнению со спектрами обычных светодиодов. В обычных светодиодах ширина спектральной линии излучения определяется тепловой энергией  $kT$ , а в светодиодах с резонатором — добротностью оптического резонатора. В результате этого ширина спектра светодиодов с резонатором в 2–5 раз меньше ширины спектра обычных светодиодов. По этой же причине температурный сдвиг длины волны определяется температурным коэффициентом оптического резонатора, а не шириной запрещенной зоны активной области. Все это ведет к значительному повышению температурной стабильности длины волны излучения светодиодов с резонатором по сравнению с обычными светодиодами. *В-третьих*, диаграмма направленности светодиодов с резонатором более узкая, чем у обычных светодиодов. Если в обычных светодиодах диаграмма направленности излучения имеет вид распределения по Ламберту (подобно функции косинуса), в светодиодах с резонатором оно в основном направлено вдоль оптической оси резонатора.

Все перечисленные преимущества светодиодов с резонатором востребованы в локальных (< 5 км) оптических системах связи со средними скоростями передачи данных (< 1 Гбит/с). В частности, в оптических системах передачи данных на короткие расстояния все чаще применяются полимерные оптоволокна. Сравнительно высокая интенсивность и направленность излучения светодиодов с резонатором позволяет передавать информацию через оптическое волокно на достаточно большие расстояния. Высокая спектральная чистота таких светодиодов приводит к уменьшению хроматической дисперсии, что позволяет увеличивать скорость передачи данных.

Светодиоды используются в системах оптической связи для передачи информации со средней скоростью на расстояния меньше 5 км. В отличие от лазеров светодиоды обладают меньшей стоимостью, большей надежностью и меньшей зависимостью параметров от температуры. Светодиоды с резонатором унаследовали все достоинства обычных светодиодов. Более того, многие их характеристики улучшились. Отражающая способность зеркал, входящих в состав светодиодов с резонатором, ниже, чем у отражателей в поверхностно-излучающих лазерах с вертикальными резонаторами (VCSEL), поэтому их дешевле изготовить. На длине волны 650 нм, являющейся рабочей для систем связи, применяются в основном только светодиоды, что связано с отсутствием зеркал с очень высокой отражающей способностью, необходимых для изготовления соответствующих лазеров с вертикальными резонаторами.

Светодиоды с резонатором также используют в устройствах, требующих высокой яркости свечения (Streubel et al., 1998; Wirth et al., 2001, 2002). Для таких применений резонансная длина волны светодиодов выбирается в длинноволновой части спектра спонтанного излучения полупроводника, что обеспечивает максимальную интенсивность излучения во всех направлениях в пространстве.

Усиление спонтанного излучения, происходящее в структурах с резонаторами, можно с успехом использовать в разных типах светодиодов: полупроводниковых и полимерных. Первые светодиоды с резонатором на основе твердых растворов GaAs появились в 1992 г. (Schubert et al., 1992a). Примерно через год было сообщено об изготовлении светодиодов данного типа на основе органических материалов (Nakayama et al., 1993).

Предприняты попытки создать резонаторные структуры, усиливающие спонтанное излучение, на основе микрорезонаторов, легированных эрбием (Schubert et al., 1992b). Излучательные переходы при участии атомов эрбия характеризуются узкой линией люминесценции, совпадающей с оптической модой резонатора. До настоящего времени светодиоды с микрорезонатором, легированным эрбием, не созданы. Однако это очень перспективные устройства, и высока вероятность того, что они появятся в ближайшем будущем.

## 15.2. Проектирование светодиодов с резонатором

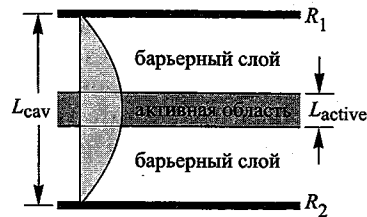


Рис. 15.1. Структура светодиода с резонатором, в состав которого входят два металлических зеркала с коэффициентами отражения  $R_1$  и  $R_2$ . Здесь  $L_{active}$  — толщина активной области,  $\alpha$  — ее коэффициент поглощения. Также показана стоячая оптическая волна. Длина резонатора  $L_{cav}$  равна  $\lambda/2$

металлические зеркала, поэтому на границе с ними амплитуда волны равна нулю.

Сформулируем несколько правил, которые необходимо выполнять при проектировании светодиодов, для получения максимального усиления спонтанного излучения в структуре с резонатором (Schubert et al., 1994, 1996; Hunt et al., 1995a, 1995b). Эти правила помогут лучше понять основные принципы действия светодиодов с резонатором и выяснить, чем отличаются такие светодиоды от поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором.

**Первое правило.** Коэффициент отражения светопропускающего зеркала  $R_1$  должен быть намного ниже коэффициента отражения второго зеркала  $R_2$ , т. е.

$$R_1 \ll R_2. \quad (15.1)$$

Выполнение этого правила гарантирует, что свет будет покидать диод в основном только через зеркало с коэффициентом отражения  $R_1$ . Соблюдение этого правила особенно важно для светодиодов, предназначенных для работы в системах связи, где свет излучается в сердцевину многомодового оптического волокна с небольшим поперечным сечением, и для светодиодов, входящих в состав дисплеев, свет которых должен излучаться в сторону наблюдателя.

**Второе правило.** Длина резонатора  $L_{cav}$  должна быть как можно меньше. Для вывода этого правила необходимо преобразовать выражение для коэффициента интегрального усиления излучения (14.22) при

На рис. 15.1 показана структура светодиода с резонатором, в состав которого входят два зеркала с коэффициентами отражения  $R_1$  и  $R_2$ . Зеркала с разными коэффициентами отражения выбраны для того, чтобы излучение в основном выходило со стороны только одного зеркала, называемого *светопропускающим*. Далее будем считать, что таким является зеркало с коэффициентом отражения  $R_1$ . Между двумя зеркалами расположена активная область. Предпочтительнее, чтобы ее положение совпало с областью пучности стоячей оптической волны резонатора, как показано на рис. 15.1. Предполагается, что в данном светодиоде применяются

помощи соотношений для коэффициента зеркальности резонатора  $F$  и его добротности  $Q$ :

$$G_{int} = \frac{\xi}{2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1 - R_1}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \sqrt{\pi \ln 2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta \lambda_n} \cdot \frac{\lambda_{cav}}{L_{cav}} \cdot \frac{\tau_{cav}}{\tau}, \quad (15.2)$$

где  $\lambda$  и  $\lambda_{cav}$  — длины волн излучения, генерируемого в активной области, в вакууме и внутри резонатора. Поскольку длина волны излучения  $\lambda$  и ширина спектральной линии естественного излучения  $\Delta \lambda_n$  являются параметрами, определяемыми активной средой, из уравнения (15.2) следует, что при минимальной длине резонатора  $L_{cav}$  интегральная интенсивность излучения становится максимальной.

Рис. 15.2 поясняет практическую важность снижения длины резонатора. Показаны распределения плотности оптических мод двух резонаторов разной длины, назовем их коротким (а) и длинным (б). Оба резонатора обладают одинаковыми коэффициентами зеркальности и коэффициентами отражения зеркал. На рис. 15.2, в показан естественный спектр излучения активной области. Видно, что короткий резонатор обеспечивает максимальное перекрытие резонансного пика плотности оптических мод и спектра излучения активной области.

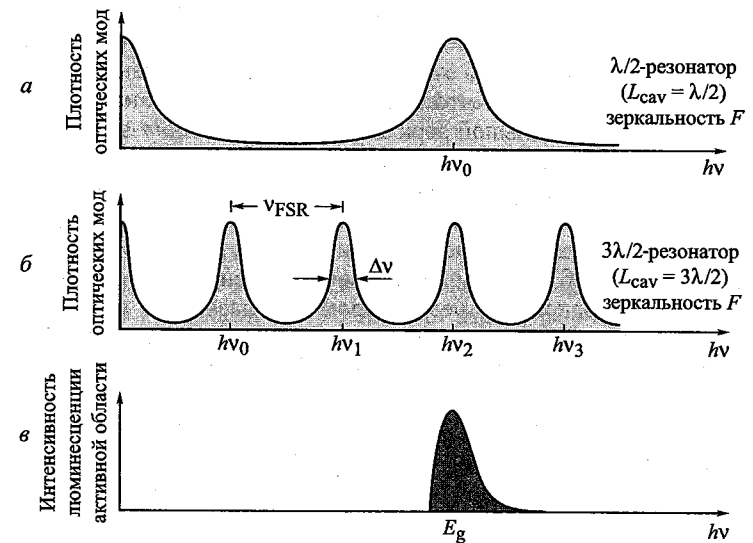


Рис. 15.2. Распределение плотности оптических мод двух резонаторов разной длины с одинаковыми коэффициентами зеркальности  $F$ : а — в коротком резонаторе, б — в длинном резонаторе, в — естественный спектр излучения активной области светодиодов. Короткий резонатор обеспечивает лучшее перекрытие резонансного пика плотности оптических мод и спектра излучения активной области по сравнению с длинным резонатором

Чем короче резонатор, тем большее усиление излучения можно получить в нем, если при этом максимум его *основной* моды совпадает с максимумом спектра излучения активной среды. Использование в качестве отражателей распределенных зеркал Брэгга с небольшой глубиной проникновения также позволяет уменьшить длину резонатора (напомним, что зеркала Брэгга состоят из двух материалов с большой разницей показателей преломления).

**Третье правило.** Перепоглощение излучения внутри активной области должно быть минимальным. Это правило можно сформулировать так: вероятность поглощения фотонов, генерируемых в активной области и испускаемых внутрь резонатора, должна быть намного меньше вероятности выхода фотонов через один из отражателей. При условии  $R_2 \approx 1$  этот критерий можно записать в виде

$$2\xi\alpha L_{\text{active}} < (1 - R_1), \quad (15.3)$$

где  $\alpha$  и  $L_{\text{active}}$  — коэффициент поглощения и толщина активной области. Если критерий (15.3) не будет выполняться, большинство фотонов, не дошедших до светопропускающего зеркала, будут поглощены в материале. После этого с высокой вероятностью произойдет вторичное излучение, но уже не в оптическую моду резонатора, а в поперечном направлении (волноводные моды). При этом также существует вероятность того, что электронно-дырочные пары, образованные в процессе перепоглощения фотонов, будут рекомбинировать безызлучательно. В любом случае очевидно, что процессы перепоглощения, происходящие в резонаторах с большой зеркальностью, *снижают выход излучения из резонатора*. Поэтому при невыполнении критерия (15.3) может произойти не усиление, а ослабление интенсивности излучения.

Однако третье правило должно выполняться только для светодиодов с резонатором, а не для лазеров с вертикальным резонатором. В работе (Schubert et al., 1996) проведено сравнение интенсивности спонтанного излучения в светодиодах с резонатором и в лазерах с вертикальным резонатором. На оба типа излучающих устройств подавали инжекционный ток 2 мА, который меньше порогового тока генерации лазера  $I_{\text{th}} = 7$  мА. На рис. 15.3 показаны спектры спонтанного излучения светодиода и поверхностно-излучающего лазера. В состав лазера входит активная область AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами, излучающая свет с длиной волны 850 нм, и два зеркала Брэгга AlGaAs/AlAs. Видно, что интенсивность спонтанного излучения лазера с вертикальным резонатором более чем в 15 раз ниже интенсивности излучения светодиода.

Поскольку величина максимального усиления излучения в полупроводниках всегда меньше величины коэффициента поглощения в полупроводниках без накачки ( $|g| < |\alpha|$ ), при выполнении условия (15.3) лазер с вертикальным резонатором генерировать излучение не может. Поэтому интенсивность спонтанного излучения таких лазеров для осуществления генерации света *должна быть ниже*, чем у светодиодов

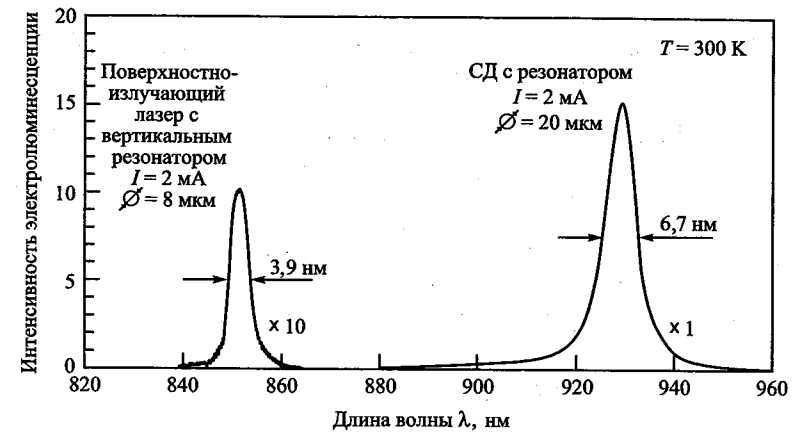


Рис. 15.3. Спектры спонтанного излучения светодиода с резонатором, работающего на длине волны 930 нм, и поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором с рабочей длиной волны 850 нм. Ток инжекции в обоих случаях равен 2 мА. Кривая интенсивности излучения лазера умножена на 10. Пороговый ток генерации лазера  $I_{\text{th}} = 7$  мА (Schubert et al., 1996)

с резонаторами. Из рис. 15.3 также следует, что спектральная линия излучения лазера уже спектра излучения светодиода. Более высокая спектральная чистота излучения лазеров объясняется более высокими коэффициентами отражения зеркал, используемых в них.

Из критерия (15.3) для светодиодов с резонатором также следует вывод, что такие устройства не могут работать в режиме лазерной генерации. Как утверждалось выше, всегда справедливо неравенство  $|g| < |\alpha|$ . Следовательно, потери на отражателе  $(1 - R_1)$  всегда больше максимально достижимого усиления при двукратном проходе резонатора  $2\xi g L_{\text{active}}$ . Неспособность светодиодов с резонатором входить в режим лазерной генерации была доказана экспериментально. Для этого на них подавали импульсы инжекционного тока большой амплитуды. Никаких признаков возникновения лазерной генерации в светодиодах при этом обнаружено не было. Из сказанного можно сделать вывод, что светодиоды с резонатором и поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором имеют разные физические принципы работы.

Низкую интенсивность спонтанного излучения лазеров с вертикальным резонатором часто объясняют перепоглощением фотонов в активной области. При этом попытки понизить пороговый ток генерации за счет повышения отражающей способности зеркал ведут к еще большему снижению интенсивности *спонтанного* излучения. На основании всего этого можно предположить, что, применяя планарные структуры с резонатором, нельзя создать лазер с нулевым порогом генерации (Kobayashi et al., 1982; Yokoyama, 1992).

### 15.3. Светодиоды с резонатором InGaAs/GaAs с длиной волны излучения 930 нм

На рис. 15.4, а показана структура светодиода с резонатором с активной областью InGaAs. Резонатор ограничен двумя отражателями: металлическим и брэгговским. В структуру светодиода также входит активная область с четырьмя квантовыми ямами и двумя барьерными слоями. На сильно легированную подложку *n*-типа нанесен слой антиотражающего покрытия ZrO<sub>2</sub> (Schubert et al., 1994). На рис. 15.4, б представлена фотография первого светодиода такого типа.

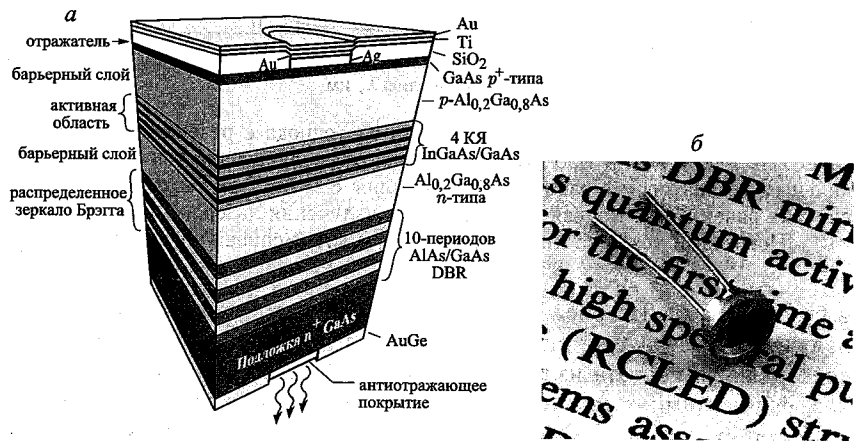


Рис. 15.4. Структура светодиода InGaAs/GaAs с излучающей подложкой с металлическим (Ag) отражателем сверху и распределенным зеркалом Брэгга (AlAs/GaAs) снизу, работающего на длине волны 930 нм (а). Фотография первого светодиода с резонатором (Schubert et al., 1994) (б)

Металлический отражатель используется по двум причинам. Во-первых, металлическое зеркало из серебра одновременно играет роль несплавного омического контакта с верхним сильно легированным слоем GaAs *p*-типа ( $N_A \approx 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), что позволяет эффективно отделять область накачки от области, расположенной под контактом. Во-вторых, как было показано в предыдущем разделе, для получения максимального усиления излучения резонатор должен иметь минимально возможную длину. Поскольку металлические зеркала обладают минимальной глубиной проникновения, они позволяют уменьшать длину резонатора. Сообщалось о создании резонатора с двумя металлическими отражателями (Wilkinson et al., 1995). Однако если в таких структурах используются металлические отражатели, имеющие сравнительно большую толщину, в светопропускающих зеркалах резко возрастают оптические потери на поглощение (Tu et al., 1990). Отсутствие зеркал Брэгга *p*-типа также позволяет избежать проблемы,

связанной с их высоким сопротивлением (Schubert et al., 1992c; Lear, Schneider, 1996). В то же время было показано, что плавное параболическое легирование слоев приводит к существенному снижению омического сопротивления зеркал Брэгга. Такое плавное параболическое легирование также применяется для устранения разрывов зон на гетерограницах (Schubert et al., 1992c).

Величина коэффициента отражения зеркал Брэгга должна удовлетворять уравнениям (15.1) и (15.3). Коэффициент отражения зеркала из серебра приблизительно равен 96%. Для выполнения второго критерия — уравнения (15.3) — необходимо, чтобы  $2\xi\alpha L_{\text{active}} < (1 - R_1)$ . Считая, что  $\xi = 1,3$ ;  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ ;  $L_{\text{active}} = 400 \text{ \AA}$ , получим условие  $R_1 < 90$ . Таким образом, отражающая способность зеркал светодиодов с резонатором всегда намного меньше коэффициентов отражения зеркал лазеров с вертикальным резонатором. Высокая отражающая способность зеркал повышает самопоглощение излучения и снижает его выход из устройств, что обсуждалось ранее. Для расчета коэффициентов отражения была использована более подробная теоретическая модель (De Neve et al., 1995). Максимальный квантовый выход, рассчитанный по этой модели, получился при коэффициенте отражения  $R_1 = 50\text{--}60\%$ .

На рис. 15.5 представлены характеристики светодиода с резонатором. Спектр коэффициента отражения (а) показывает, что такой светодиод на длинах волн больше 900 нм обладает высоким коэффициентом отражения, который резко падает на резонансной длине волны. Ширина резонансной кривой рассматриваемого резонатора равна 6,3 нм. Спектр электролюминесценции устройства (б) практически повторяет форму резонансной кривой.

Если в обычных светодиодах спектральные характеристики излучения определяются тепловым распределением электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне, то в светодиодах с микрорезонаторами они сильно зависят от сложности структур. Однако если ограничиться рассмотрением излучения только вдоль оптической оси резонатора, становится гораздо легче понять физический принцип действия таких светодиодов. Считая, что резонансная кривая гораздо уже естественного спектра излучения полупроводника, можно утверждать, что в области их перекрытия спонтанное излучение будет усиливаться, а за пределами резонансной области — ослабляться. Поэтому спектр излучения вдоль оси резонатора непосредственно определяется характеристиками резонатора. Экспериментальные данные на рис. 15.5 подтверждают это предположение.

Благодаря резонаторам спектр излучения светодиодов с резонатором гораздо уже спектра излучения обычных светодиодов (Schubert et al., 1992a; Hunt et al., 1992, 1993). Ширина спектра светодиодов с резонатором, излучающих в определенном направлении, зависит от оптических характеристик используемых резонаторов, тогда как ширина спектра излучения обычных светодиодов, как правило, приблизительно

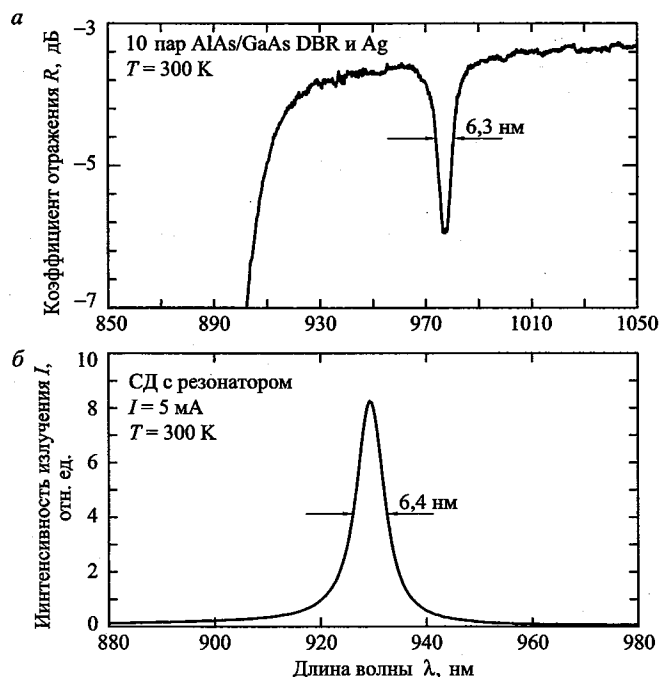


Рис. 15.5. Коэффициент отражения резонатора, в состав которого входит распределенное зеркало Брэгга из 10 двойных слоев AlAs/GaAs и серебряное зеркало (а). Спектр излучения светодиода (б) с резонатором, отражающие характеристики которого показаны на рис. 15.5, а (Schubert et al., 1994)

равна  $1,8kT$ , что намного шире спектра светодиодов с резонатором. На рис. 15.6 для сравнения показаны спектры излучения светодиодов двух типов: обычного на основе GaAs и на основе InGaAs с резонатором. Видно, что спектр светодиода с резонатором почти на порядок уже спектра обычного светодиода.

Обычные светодиоды характеризуются слабой угловой зависимостью спектра излучения, в то время как отражающие свойства зеркал Брэгга и самих резонаторов, в состав которых они входят, сильно зависят от направления излучения. Поэтому спектр излучения, выходящего из светодиода с резонатором под определенным углом, как правило, уже спектра излучения обычного светодиода. Однако если проинтегрировать интенсивность излучения светодиода с резонатором по всем направлениям, окажется, что его суммарный спектр излучения будет значительно шире.

Основной характеристикой светодиода, используемой в волоконно-оптических системах связи, является плотность потока испускаемых им фотонов при заданном уровне тока, которая для заданной длины волны имеет размерность мкВт/ср. Оптическая мощность, передава-

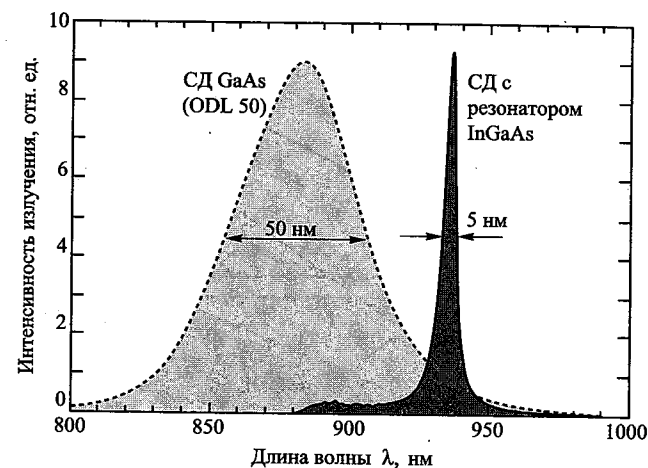


Рис. 15.6. Сравнение спектров излучения светодиода на основе GaAs с рабочей длиной волны 870 нм (AT&T, серия ODL 50) и светодиода на основе InGaAs с резонатором с рабочей длиной волны 930 нм (Hunt et al., 1993)

емая в оптоволоконный световод, прямо пропорциональна плотности потока фотонов.

На рис. 15.7 представлена зависимость интенсивности излучения светодиода с резонатором от инжекционного тока. Для сравнения показана теоретическая зависимость для *идеального изотропного источника*, который является гипотетическим устройством. Считается, что идеальный источник обладает внутренним квантовым выходом 100% и нулевым коэффициентом отражения ( $R = 0$ ) во всем диапазоне излучаемых длин волн, для чего на его наружную поверхность нанесено антиотражающее покрытие. Если излучение фотонов внутри полупроводника изотропное, то оптическая мощность излучения на единицу тока и на единицу телесного угла, перпендикулярного поверхности планарного полупроводника, определяется выражением

$$\frac{P_{\text{optical}}}{\Omega} = \frac{1}{4\pi n^2} \cdot \frac{hc}{e\lambda}, \quad (15.4)$$

где  $\Omega$  — единица телесного угла,  $n$  — показатель преломления полупроводника,  $c$  — скорость света,  $e$  — заряд электрона,  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме. Уравнение (15.4) показано на рис. 15.7 в виде штриховой линии. Однако на практике невозможно реализовать ни внутренний квантовый выход 100%, ни гипотетическое покрытие с нулевым коэффициентом отражения. Поэтому линия идеального излучателя является верхним (недостижимым) пределом для излучения обычных светодиодов. Точка на рис. 15.7 — характеристики современного светодиода на основе GaAs (ODL 50), используемого в волоконно-оптических системах связи. Все представленные характеристики соот-



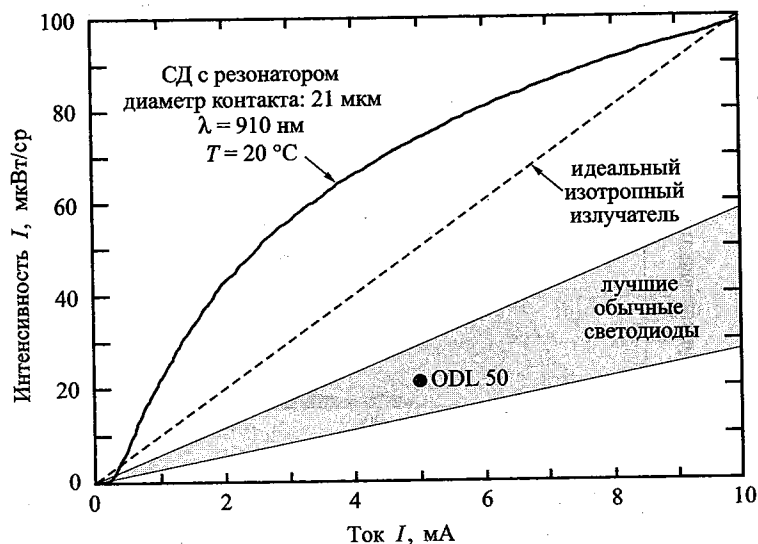


Рис. 15.7. Зависимость интенсивности излучения от инжекционного тока для светодиода на основе InGaAs/GaAs с резонатором и идеального изотропного излучателя. Выделенная область соответствует характеристикам лучших образцов обычных светодиодов. Точкой показаны характеристики современного светодиода ODL 50 (Schubert et al., 1994)

ветствуют светодиодам с планарными излучающими свет поверхностями без применения линз.

Из рис. 15.7 видно, что светодиоды с резонатором обладают лучшими характеристиками излучения: большими значениями интенсивности и крутизны. Крутизна характеристики таких светодиодов превышает крутизну лучших обычных светодиодов в 7,3 раза, а идеального излучателя — в 3,1 раза. При токе 5 мА интенсивность излучения светодиодов с резонатором в 3,3 раза больше интенсивности лучших экземпляров обычных светодиодов. Благодаря своей высокой эффективности, они нашли широкое применение в оптических системах связи.

Высокая спектральная чистота излучения светодиодов с резонатором снижает хроматическую дисперсию в волоконно-оптических системах связи (Hunt et al., 1993). Хроматическая дисперсия прямо пропорциональна ширине спектральной линии излучения источника. Поскольку ширина спектров таких светодиодов в 5–10 раз меньше, чем спектральных линий обычных светодиодов, в них также меньше влияние хроматической дисперсии, которое особенно сильно проявляется в диапазоне длин волн 800–900 нм (Hunt et al., 1993). На рис. 15.8 представлены экспериментальные данные, полученные в ходе сравнения двух типов светодиодов: с резонатором и обычного. Показаны сигналы, принятые фотоприемником от двух светодиодов после прохождения

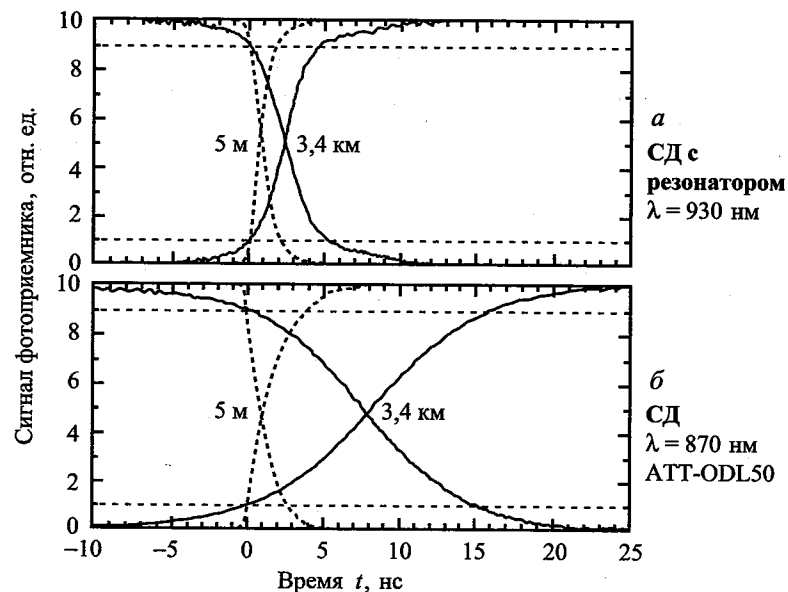


Рис. 15.8. Сигналы, принятые фотоприемником на конце многомодового оптоволоконного световода с градиентным изменением показателя преломления и диаметром центральной жилы 62,5 мкм. Источники сигналов: а — светодиод на основе InGaAs/GaAs с резонатором и б — светодиод на основе GaAs. После передачи сигналов на короткое расстояние (5 м) различия между ними найдено не было. После прохождения 3,4 км принятые сигналы от светодиода с резонатором отличались меньшим уширением импульсов по сравнению с сигналами от обычного светодиода (Hunt et al., 1993)

расстояний 5 м и 3,4 км через многомодовый волоконно-оптический световод с градиентным профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 62,5 мкм. Никакой разницы между принятыми сигналами после прохождения расстояния 5 м выявлено не было. Однако после прохождения расстояния 3,4 км различия стали значительными. Видно, что принятые сигналы от обычного светодиода через 3,4 км отличаются от сигналов светодиода с резонатором большим уширением импульсов. Это различие объясняется меньшей хроматической дисперсией для излучения светодиода с резонатором.

В работе (Schubert et al., 1996) продемонстрирована возможность высокочастотной модуляции излучения светодиодов с резонатором. При измерении глаз-диаграммы с помощью генератора случайных битовых последовательностей «глаз» оставался открытым до скорости 622 Мбит/с. Из-за малых размеров области инжекции носителей тока светодиоды с резонатором обладают низкой паразитной емкостью. Поэтому они способны работать на частотах модуляции свыше 1 Гбит/с.

### 15.4. Светодиоды на основе AlInGaP/GaAs с резонатором, излучающие на длине волны 650 нм

В ряде работ (Streubel et al., 1998; Whitaker, 1999; Wirth et al., 2001, 2002) рассмотрены светодиоды на основе AlInGaP/GaAs с резонатором, излучающие в видимой части спектра. Твердый раствор AlInGaP используется в основном для изготовления светодиодов с высокой яркостью свечения в красном, оранжевом и желтом диапазонах длин волн. Такие светодиоды, как правило, выращивают на согласованных по параметрам решеток подложках GaAs. Активная область светодиодов на основе AlInGaP/GaAs с резонатором состоит из множественных квантовых ям AlInGaP/InGaP, излучающих свет с длиной волны 650 нм. Такие светодиоды подходят для работы в системах связи, использующих полимерные световоды. Изготовить поверхностно-излучающие лазеры с вертикальными резонаторами, работающие в этом диапазоне длин волн, очень сложно, поскольку трудно подобрать согласованные по параметрам решеток прозрачные материалы для зеркал Брэгга, обладающие к тому же большой разницей показателей преломления.

На рис. 15.9 показана структура светодиода на основе AlInGaP/GaAs с резонатором, излучающего на длине волны 650 нм. Устройство состоит из активной области AlInGaP/InGaP с множественными квантовыми ямами и барьерных слоев AlInGaP. Зеркала Брэгга реализованы на основе слоев AlAs/AlGaAs. Содержание алюминия в слоях AlGaAs выбирается достаточно большим, чтобы зеркало свободно пропускало свет, излучаемый активной областью. Поэтому коэффициент контраста таких зеркал обычно не очень высокий.

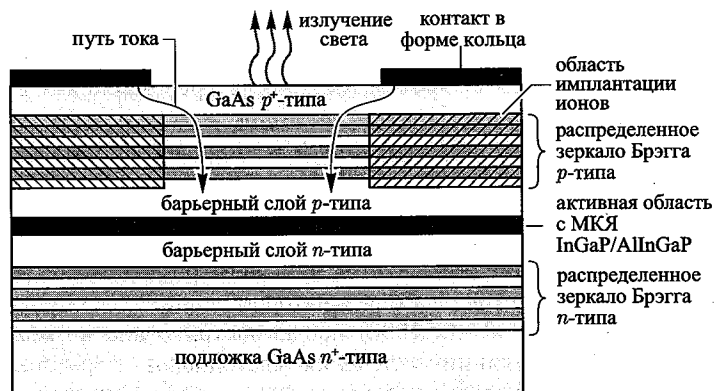


Рис. 15.9. Структура светодиода на основе InGaP/AlInGaP/GaAs с резонатором. Активная область, состоящая из множественных квантовых ям, излучает на длине волны 650 нм. Такие светодиоды используются в волоконно-оптических системах связи (Whitaker, 1999)

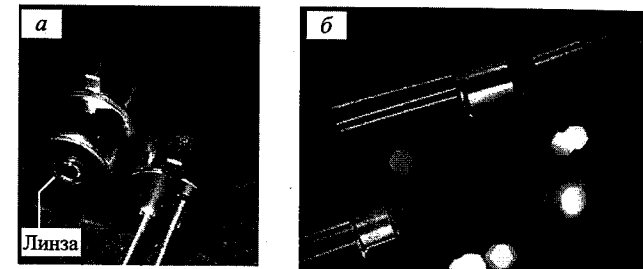


Рис. 15.10. Фотографии светодиодов на основе AlInGaP/GaAs с длиной волны излучения 650 нм в двух типах корпусов: а — в корпусе с выходной линзой для согласования с полимерными световодами, б — в корпусе с гибкими выводами. (Напечатано с разрешения Mitel Corporation, Sweden, 1999)

Верхний контакт светодиода имеет форму кольца. Ток вводится в центр этого кольца благодаря ионной имплантации, которая создает обедненный слой под металлизированным контактом. Имплантация водорода или, чаще, кислорода используется для получения полупроводников с высоким сопротивлением. Заметим, что ионной имплантации подвергаются только слои *p*-типа и не захватывается активная область, что позволяет предотвратить образование там дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации и снижающих интенсивность излучения.

На рис. 15.10 показаны фотографии светодиодов на основе AlInGaP/GaAs с резонатором в двух типах корпусов: в корпусе с выходной линзой (а), в корпусе с гибкими выводами (б). Линзы являются собирающими свет устройствами, повышающими эффективность согласования светодиодов с оптоволоконном.

На рис. 15.11 представлены три работающих светодиода на основе AlInGaP/GaAs. Видно, что излучение направлено перпендикулярно к поверхности устройства. Длина волны излучения равна 650 нм.

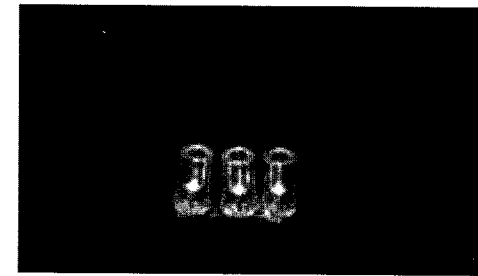


Рис. 15.11. Фотография светодиодов на основе AlInGaP/GaAs с длиной волны излучения 650 нм. Отметим, что вид излучения напоминает излучение полупроводникового лазера. (Напечатано с разрешения Osgam Opto Semiconductors Corporation, Germany, 1999)

На рис. 15.12 показаны спектры излучения светодиодов на основе AlInGaP с резонатором и без него при разных токах инжекции. Измерение спектров проводилось после соединения с полимерными световодами. Таким образом, данные спектры являются результатом прямых измерений как эффективности светодиодов, так и эффективности связи. Из рис. 15.12 следует:

- светодиод с резонатором по сравнению с обычным светодиодом обладает более высоким пиковым значением мощности связи и полной мощности излучения,
- светодиод с резонатором характеризуется большей чистотой спектра по сравнению с обычным светодиодом.

В работе (Streubel et al., 1998) также сообщалось, что при комнатной температуре спектр излучения был специально смещен относительно резонансной кривой в синюю область для повышения температурной стабильности выходной мощности для светодиодов с резонатором. Такая настройка резонатора привела к тому, что при комнатной температуре диаграмма направленности стала иметь форму сердца. Это объясняется тем, что для направлений, отличных от нормального, уменьшилась резонансная длина волны. При повышении температуры естественный спектр излучения активной области смещается в красную область, поэтому улучшается перекрытие резонансной кривой (вдоль оси резонатора) с естественным спектром излучения, что

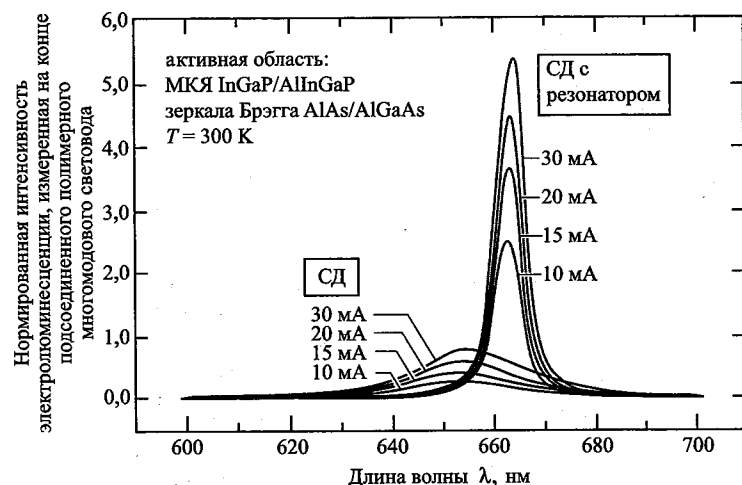


Рис. 15.12. Спектры излучения светодиода на основе InGaP/AlInGaP с активной областью с множественными квантовыми ямами и обычного светодиода InGaP/AlInGaP при разных токах инжекции, подсоединенных к полимерным световодам. Отметим, что светодиод с резонатором обладает более узким спектром излучения и более высокой эффективностью связи со световодом (Streubel et al., 1998)

приводит к снижению температурной чувствительности светодиодов. Спектр естественного излучения смещается в красную сторону со скоростью  $0,5 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ , тогда как сдвиг резонансной кривой происходит со скоростью в десять раз меньшей.

## 15.5. Светодиоды большой площади с переизлучением фотонов

Вместо того, чтобы добиваться *снижения излучения в поперечном направлении*, можно найти способ переизлучения фотонов, летящих в горизонтальном направлении, т. е. постараться направить излучение в сторону верхней границы светодиода. Переизлучение фотонов, летящих вдоль слоев, сохраняет энергию в активной области, которая в дальнейшем может быть использована для испускания других фотонов в нужном направлении. Далее будут рассмотрены два примера таких устройств.

О первом таком устройстве в структуре с оптической накачкой, сообщалось в работе (Schnitzer et al., 1993). Структура устройства показана на рис. 15.13, а. Нижняя сторона тонкого полупроводникового слоя покрыта золотом. При оптической накачке образца излучением небольшой интенсивности практически все внешние фотоны поглощаются активной областью. Около 95% поглощенных фотонов, долетевших до границы раздела полупроводник–воздух, из-за полного внутреннего отражения остаются в полупроводнике. В инфракрасном диапазоне золото является хорошим отражателем. Полупроводник, формирующий активную область, поглощает на длине волны излучения, т. е. по достижении некоторой средней длины поглощения  $L_{\text{abs}}$  пойманные фотоны имеют шанс освободиться. Внешний квантовый выход такой структуры достигает 72%. Для этого внутренний квантовый выход должен быть не менее 99,7%. При изготовлении такой структуры сначала на соответствующей подложке выращивается активный слой, после чего он подтравливается и отделяется от подложки. Отметим, что в рассматриваемой структуре нет электрических контактов. Коэффициент оптического вывода структур без контактов всегда намного выше, чем у инжекционных устройств с электрическими контактами. Однако устройства, изготовленные таким способом, обладают меньшей надежностью, что связано с хрупкостью эпитаксиальных слоев, отделенных от подложки. В работе (Blondelle et al., 1995) рассмотрено похожее, но более практичное излучающее свет устройство.

В работе (De Neve et al., 1995) описано переизлучение фотонов, реализованное в светодиодах на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs с резонатором. На рис. 15.13, б показана упрощенная диаграмма структуры такого светодиода. Если вокруг квантовых ям расположены довольно толстые барьерные слои с постепенно изменяющимся профилем легирования, активная область ведет себя как волновод с градиент-

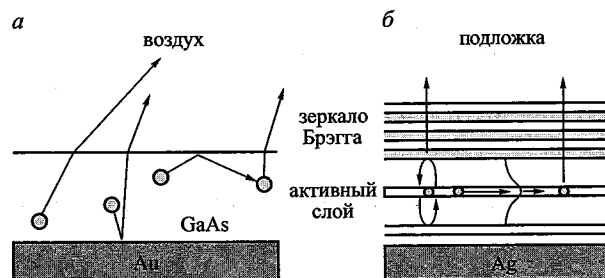


Рис. 15.13. Два подхода к построению светодиодов с переизлучением фотонов: а — объемный эпитаксиальный слой размещается сверху слоя золота, большая часть спонтанного излучения, не покинувшего активный слой, переизлучается, и фотоны получают еще один шанс покинуть структуру в нужном направлении; б — активная область структуры, встроенная в микрорезонатор, имеет вид волновода, излучение, проходя через волновод, переизлучается через несколько десятков микрон, часть вновь высвобождаемых фотонов выходит наружу через верхнюю поверхность устройства

ным показателем преломления. Рассчитано, что 30% фотонов, излученных активной областью, попадает в эту волноводную моду, где через несколько десятков микрон переизлучается, чтобы вновь испущенные фотоны имели шанс выйти через верхнюю поверхность структуры. Такая структура позволяет повысить внешний квантовый выход почти на 30%. При недостаточной толщине активной области с квантовыми ямами светодиод с резонатором не может поддерживать волноводный режим работы. На первый взгляд может показаться, что работа активной области в качестве волновода ведет к снижению мощности нормального излучения, но, к счастью, это не так. Световодная волна формируется за счет фотонов, вылетающих под большими углами, поэтому ее существование практически никак не сказывается на величине внешнего квантового выхода. А за счет явления переизлучения фотонов этот параметр не только не снижается, но и значительно возрастает.

У метода переизлучения фотонов есть существенный недостаток: для осуществления значительного числа актов переизлучения устройство должно обладать большим диаметром излучающей области. Это снижает его привлекательность для применения в волоконно-оптических системах связи, где больше подходят диоды малого диаметра, особенно если они снабжены согласующими линзами. Другим недостатком светодиодов с переизлучением фотонов является сравнительно невысокая максимальная частота модуляции, что связано с явлением внутреннего поглощения фотонов, неминуемо ведущего к увеличению времени жизни спонтанного излучения.

Правда, авторы устройства и не ставили своей задачей создание светодиода для работы в волоконно-оптических системах связи, они

хотели сделать диод большого диаметра, обладающий большим к. п. д., и это им удалось. При высоких плотностях тока уменьшается ограничение носителей в квантовых ямах, что приводит к снижению эффективности светодиода, но чем больше размер устройства, тем меньше влияние этого фактора. К тому же резонанс таких светодиодов, как правило, не совпадает с максимумом спектра естественного излучения, а смещен в длинноволновую сторону. Это приводит к сдвигу максимальной интенсивности главного лепестка диаграммы направленности излучения на некоторый угол от оси, в результате чего общая интенсивность излучения, попадающего в эту область, становится максимальной. Светодиоды, описанные в работах (Blondelle et al., 1995) и (De Neve et al., 1995), разрабатывались для увеличения излучения, выходящего через верхнюю поверхность диодов, что необходимо для применений в дисплеях и устройствах передачи данных в свободном пространстве, а не для волоконно-оптических систем. В этих работах сообщалось о достижении максимального внешнего квантового выхода, равного 16%, тогда как для идеальных объемных излучателей из аналогичных материалов данный показатель теоретически составляет 2%.

## 15.6. Беспороговые лазеры

В работе (De Martini et al., 1987) даны ссылки на публикации, в которых описаны беспороговые лазеры и перспективы их использования в системах связи. Беспороговый лазер — это устройство, направляющее все свое излучение или большую его часть в фундаментальную моду пространственного резонатора. В этом случае режима генерации лазера можно добиться даже при минимальном усилении, если в резонаторе будет хотя бы один фотон. Пусть  $\beta$  — вероятность излучения света в фундаментальную моду пространственного резонатора ( $\beta$  иногда называют коэффициентом спонтанного излучения). Если коэффициент  $\beta$  близок к единице, зависимость интенсивности излучения светодиода от тока носит практически линейный характер и такой диод можно назвать беспороговым лазером. На рис. 15.14 для сравнения показаны зависимости интенсивности излучения обычного лазера, лазера с высоким коэффициентом  $\beta$  и беспорогового лазера. При попытках создания беспороговых лазеров на основе вертикальных резонаторов разработчики столкнулись с рядом проблем, лишь отчасти связанных с их изготовлением. Для построения таких устройств и получения высокой интенсивности излучения при плотностях тока ниже порогового значения недостаточно обеспечить сублинейную зависимость интенсивности излучения от тока с небольшим перегибом в области перехода от беспорогового режима к режиму лазерной генерации. Ниже порогового уровня тока скорость модуляции выходного излучения таких устройств будет очень низкой по сравнению с работой в режиме лазерной генерации. Поскольку коэффициент  $\beta$  никогда не бывает равен единице, для

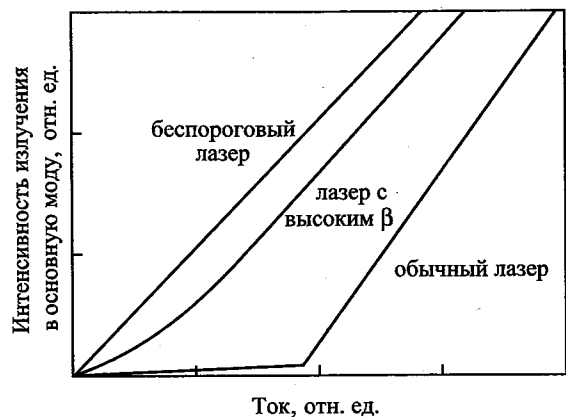


Рис. 15.14. Зависимости интенсивности излучения обычного лазера, лазера с высоким коэффициентом  $\beta$  и беспорогового лазера. У обычного лазера наблюдается отчетливый порог по току. В лазере с высоким  $\beta$  этот порог выражен менее ярко. Однако при исследовании спектра излучения и частоты модуляции таких устройств наличие этого порога становится заметным. Гипотетический беспороговый лазер обладает коэффициентом  $\beta$  близким к единице, и для обеспечения режима лазерной генерации в его активной области надо поддерживать требуемый уровень плотности носителей и подавлять все моды излучений кроме основной

получения лазерной генерации система должна обладать некоторым усилением, для чего необходимо проводить накачку активной области. Для обеспечения условий режима лазерной генерации в активной области нужно поддерживать определенную плотность носителей, что фактически означает наличие некоторого порога.

Можно предположить, что внутренний квантовый выход устройств, в которых подавлены все оптические моды кроме основной, будет близок к идеальному. В этом случае даже при очень малом токе плотность носителей в активной области будет медленно расти до тех пор, пока активная область не станет прозрачной и будет преобладать только одна оптическая мода. Конечно, такие устройства будут обладать очень низким порогом лазерной генерации, но при этом им необходим достаточно большой промежуток времени для накопления требуемого пространственного заряда внутри активной области, чтобы сделать ее прозрачной для фотонов основной моды, т. е. беспороговые лазеры являются инерционными. К тому же даже при условии полного отсутствия основной моды при низких плотностях носителей в активной области, очень трудно добиться полного подавления других мод излучения, т. е. неизбежны потери инжектированных носителей. Практически невозможно добиться полного подавления бокового излучения, поэтому до настоящего времени полупроводниковые беспороговые лазеры являются гипотетическими устройствами.

Конечно, создать лазер с очень низким порогом генерации можно, но при этом он должен быть очень малых размеров, и его выходная мощность излучения будет весьма небольшой. У гипотетического одномодового светодиода с активной областью из четырех квантовых ям без усиления, но с коэффициентом  $\beta$  близким к единице, плотность тока не может быть выше  $50 \text{ мкА/мкм}^2$  или  $5 \text{ кА/см}^2$ . Используя формулу для нахождения коэффициента  $\beta$  для диэлектрического столбика ( $\beta > 0,5$ ) и это значение плотности тока, находим, что мощность такого светодиода не может быть больше  $2 \text{ мВт}$ . Очевидно, что этого слишком мало, чтобы такие устройства могли применяться в быстродействующих системах связи, работающих на скоростях  $100\text{--}650 \text{ Мбит/с}$ , для которых минимальная мощность излучателя должна быть не меньше  $10 \text{ мВт}$ . В светодиодах с резонатором, обладающих большим внутренним усилением и вследствие этого малыми временами жизни носителей, ток накачки может быть больше, но, к сожалению, для изготовления таких полупроводниковых устройств в настоящее время нет технологической базы. Малые излучательные времена жизни носителей позволили бы светодиодам работать в лазерном режиме. При этом устройства обладали бы большей мощностью излучения, но из-за миниатюрных размеров и проблем с охлаждением они пока не реализованы.

В заключение отметим:

- диаметр светодиодов с резонатором должен быть больше  $5\text{--}10 \text{ мкм}$ , и при этом они должны оставаться многомодовыми излучателями;
- размеры полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором должны определяться технологическими параметрами, а не величиной коэффициента  $\beta$ ;
- поскольку спонтанное излучение является источником повышенных шумов, лазеры с высоким коэффициентом  $\beta$  могут остаться невостребованными.

## 15.7. Другие светодиоды с резонатором

Весьма вероятно, что уже в ближайшем будущем для создания светодиодов с резонатором и источников излучения с ограничением фотонов будут использоваться новые материалы. Возможно, некоторые из них будут те, которые в настоящее время применяются в системах связи и отображения информации. Устройства, основанные на принципе спонтанного излучения с ограничением фотонов, будут всегда конкурировать с обычными светодиодами, лазерами и другими излучателями. Через некоторое время не будет никаких проблем с подбором материалов для серийного выпуска устройств, излучающих свет на заданной длине волны, пригодных для соответствующих применений. Укажем несколько современных материалов, исследуемых с целью создания новых типов излучателей.

В работе (Wilkinson et al., 1995) сообщается о создании тонкопленочного устройства с металлическими зеркалами на основе Al-GaAs/GaAs на кремниевой подложке, излучающего свет на длине волны 880 нм, а в работе (Pavesi et al., 1996) — об изготовлении светодиода с резонатором на основе пористого кремния с длиной волны излучения 750 нм. Имеются сообщения о разработках светодиодов с резонатором: полимерного светодиода с длиной волны излучения 650 нм (Fisher et al., 1995) и светодиода на основе CdHgTe/HgTe с длиной волны излучения 3,2 мкм (Hadjji et al., 1995).

Интересной структурой обладает светодиод на основе GaAs/Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub>, работающий на длине волны 950 нм (Huffaker et al., 1995). В этом светодиоде на светопропускающее зеркало нанесен слой оксида алюминия, получаемый при окислении AlAs. Такая структура зеркала позволяет при небольшой эффективной длине резонатора максимально усиливать излучение светодиода. Второе зеркало светодиода данного типа изготавливается из серебра. Рассматривается еще один интересный светодиод с резонатором с длиной волны излучения (938–970 нм), регулируемой в широком диапазоне (Larson, Harris, 1995). Его верхнее зеркало представляет собой мембрану, форму которой можно менять при помощи электростатических сил.

### 15.8. Другие оригинальные излучатели с ограничением фотонов

В данном разделе будут рассмотрены далеко не все типы современных излучателей, работающих на принципе ограничения фотонов. Однако полезно знать принципы работы некоторых источников света с ограничением фотонов.

*Фотонные кристаллы или структуры с запрещенной зоной для фотонов* содержат двух- или трехмерные области для ограничения фотонов, сформированные либо нанесением периодического рисунка на излучающую свет активную область, либо подбором соответствующих материалов для слоев, граничащих с активной областью. Приведены примеры таких структур (Joannopoulos et al., 1995; Baba, Matsuzaki, 1996; Fan et al., 1999; Erchak et al., 2001). Представлены очень обнадеживающие результаты, свидетельствующие о шестикратном увеличении выхода света в таких устройствах в направлении, перпендикулярном к поверхности.

Фотонные кристаллы могут состоять из групп стержней или отверстий, собранных в периодические решетки наподобие гексагональных с плотной упаковкой. Периодичность решетки создает оптическую запрещенную зону для фотонов с определенной энергией, летящих в боковых направлениях. Если стержневая структура имеет большую ширину запрещенной зоны для поперечных магнитных (ТМ или Н) волн и меньшую запрещенную зону для поперечных электрических (ТЕ

или Е) волн, она будет способна подавлять боковое излучение определенных энергий. Однако для эффективного подавления бокового излучения излучающая свет область должна иметь дипольную ориентацию вдоль оси стержня (такую же, как в квантовой яме при излучательной рекомбинации электрон-дырка). Структуры с периодическими отверстиями характеризуются меньшими запрещенными зонами по сравнению со стержневыми структурами, но при этом они могут успешно подавлять излучение обоих типов поляризации. Такие структуры сами по себе или в сочетании с планарными резонаторами теоретически можно использовать для усиления продольного излучения.

Другим излучателем, построенным на принципе ограничения фотонов, является лазер на основе микродиска (McCall et al., 1992), имеющий форму тонкого диэлектрического диска, по краям которого выходит излучение. Пусть мода лазерного излучения соответствует моде под номером  $M$ , тогда выражение  $\exp(iM\varphi)$  описывает изменение электрического поля вокруг цилиндрического диска. Поскольку волны могут распространяться в обоих направлениях,  $M$  может быть как положительным, так и отрицательным. Диск можно изготовить такой толщины, чтобы излучение, перпендикулярное диску, подавлялось. Малые диски могут поддерживать только несколько оптических мод, что обеспечивает высокое значение коэффициента спонтанного излучения  $\beta$ . На таких модах устройства обладают высокой добротностью  $Q$ , что позволяет им работать в режиме лазерной генерации. Еще одним достоинством миниатюрных устройств является направленность излучения по плоскости образца, что позволяет размещать несколько таких дисков на одной подложке. Однако существуют серьезные проблемы при согласовании таких устройств с волноводами и световодами. Рассмотрены (Mohideen et al., 1993) способы повышения срока службы, диапазона рабочих температур и методы пассивации активных слоев лазеров на основе микродисков. Однако создание таких лазеров с непрерывной генерацией света при комнатной температуре до сих пор проблематично.

### Библиографический список

- Baba T. and Matsuzaki T., "GaInAsP/InP 2-dimensional photonic crystals" in *Microcavities and Photonic Bandgaps* edited by J. Rarity and C. Weisbuch, p. 193 (Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1996).
- Blondelle J., De Neve H., Demeester P., Van Daele P., Borghs G., and Baets R. "16% external quantum efficiency from planar microcavity LED's at 940 nm by precise matching of the cavity wavelength" *Electron. Lett.* **31**, 1286 (1995).
- De Martini F., Innocenti G., Jacobovitz G.R., and Mataloni P. "Anomalous spontaneous emission time in a microscopic optical cavity" *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2955 (1987).

- De Neve H., Blondelle J., Baets R., Demeester P., Van Daele P., and Borghs G. "High efficiency planar microcavity LEDs: Comparison of design and experiment" *IEEE Photonics Technol. Lett.* **7**, 287 (1995).
- Erchak A. A., Ripin D. J., Fan S., Rakich P., Joannopoulos J. D., Ippen E. P., Petrich G. S., and Kolodziejski L. A. "Enhanced coupling to vertical radiation using a two-dimensional photonic crystal in a semiconductor light-emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **78**, 563 (2001).
- Fan S., Villeneuve P. R., Joannopoulos J. D., and Schubert E. F. "High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals" *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3294 (1997).
- Fisher T. A., Lidzey D. G., Pate M. A., Weaver M. S., Whittaker D. M., Skolnick M. S., and Bradley D. D. C. "Electroluminescence from a conjugated polymer microcavity structure" *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1355 (1995).
- Hadji E., Bleuse J., Magnea N., and Pautrat J. L. "3.2  $\mu\text{m}$  infrared resonant cavity light emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2591 (1995).
- Huffaker D. L., Lin C. C., Shin J., and Deppe D. G. "Resonant cavity light emitting diode with an  $\text{Al}_x\text{O}_y/\text{GaAs}$  reflector" *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3096 (1995).
- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Logan R. A., and Zydzik G. J. "Enhanced spectral power density and reduced linewidth at 1.3  $\mu\text{m}$  in an InGaAsP quantum well resonant-cavity light-emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2287 (1992).
- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Kopf R. F., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. "Increased fiber communications bandwidth from a resonant cavity light-emitting diode emitting at  $\lambda = 940 \text{ nm}$ " *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2600 (1993).
- Hunt N. E. J., Schubert E. F., Sivco D. L., Cho A. Y., Kopf R. F., Logan R. A., and Zydzik G. J. "High efficiency, narrow spectrum resonant cavity light-emitting diodes" in *Confined Electrons and Photons* edited by E. Burstein and C. Weisbuch (Plenum Press, New York, 1995a).
- Hunt N. E. J., Vredenberg A. M., Schubert E. F., Becker P. C., Jacobson D. C., Poate J. M., and Zydzik G. J. "Spontaneous emission control of  $\text{Er}^{3+}$  in Si/SiO<sub>2</sub> microcavities" in *Confined Electrons and Photons* edited by E. Burstein and C. Weisbuch (Plenum Press, New York, 1995b).
- Joannopoulos J. D., Meade R. D., and Winn J. N. *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton NJ, 1995).
- Kobayashi T., Segawa T., Morimoto A., and Sueta T., paper presented at the 43rd fall meeting of the Japanese Society of Applied Physics, Tokyo, Sept. (1982).
- Larson M. C. and Harris Jr. J. S. "Broadly tunable resonant-cavity light emission" *Appl. Phys. Lett.* **67**, 590 (1995).
- Lear K. L. and Schneider Jr. R. P. "Uniparabolic mirror grading for vertical cavity surface emitting lasers" *Appl. Phys. Lett.* **68**, 605 (1996).
- McCall S. L., Levi A. F. J., Slusher R. E., Pearton S. J., and Logan R. A. "Whispering-gallery mode microdisk laser" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 289 (1992).
- Mitel Corporation, Sweden. Photograph of RCLED is gratefully acknowledged (1999).
- Mohideen U., Hobson W. S., Pearton J., Ren F., and Slusher R. E. "GaAs/AlGaAs microdisk lasers" *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1911 (1993).

- Nakayama T., Itoh Y., and Kakuta A. "Organic photo- and electroluminescent devices with double mirrors" *Appl. Phys. Lett.* **63**, 594 (1993).
- Osram Opto Semiconductors Corp., Germany. RCLED photograph is gratefully acknowledged (1999).
- Pavesi L., Gardini R., and Mazzoleni C. "Porous silicon resonant cavity light emitting diodes" *Solid State Comm.* **97**, 1051 (1996).
- Schnitzer I., Yablonovitch E., Caneau C., and Gmitter T. J. "Ultra-high spontaneous emission quantum efficiency, 99.7% internally and 72% externally, from AlGaAs/GaAs/AlGaAs double heterostructures" *Appl. Phys. Lett.* **62**, 131 (1993).
- Schubert E. F., Wang Y.-H., Cho A. Y., Tu L.-W., and Zydzik G. J. "Resonant cavity light-emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 921 (1992a).
- Schubert E. F., Vredenberg A. M., Hunt N. E. J., Wong Y. H., Becker P. C., Poate J. M., Jacobson D. C., Feldman L. C., and Zydzik G. J. "Giant enhancement of luminescence intensity in Er-doped Si/SiO<sub>2</sub> resonant cavities" *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1381 (1992b).
- Schubert E. F., Tu L. W., Zydzik G. J., Kopf R. F., Benvenuti A., and Pinto M. R. "Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 466 (1992c).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Micovic M., Malik R. J., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. "Highly efficient light-emitting diodes with microcavities" *Science* **265**, 943 (1994).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Malik R. J., Micovic M., and Miller D. L. "Temperature and modulation characteristics of resonant cavity light-emitting diodes" *IEEE J. Lightwave Technol.* **14**, 1721 (1996).
- Streubel K., Helin U., Oskarsson V., Backlin E., and Johanson A. "High-brightness visible (660 nm) resonant-cavity light-emitting diode" *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 1685 (1998).
- Tu L. W., Schubert E. F., Zydzik G. J., Kopf R. F., Hong M., Chu S. N. G., and Mannaerts J. P. "Vertical cavity surface emitting lasers with semitransparent metallic mirrors and high quantum efficiencies" *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2045 (1990).
- Whittaker T. "Resonant cavity LEDs" *Compound Semiconductors* **5**, 32 (1999).
- Wilkinson S. T., Jokerst N. M., and Leavitt R. P. "Resonant-cavity-enhanced thin-film AlGaAs/GaAs/AlGaAs LED's with metal mirrors" *Appl. Opt.* **34**, 8298 (1995).
- Wirth R., Karnutsch C., Kugler S., and Streubel K. "High-efficiency resonant-cavity LEDs emitting at 650 nm" *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**, 421 (2001).
- Wirth R., Huber W., Karnutsch C., and Streubel K. "Resonators provide LEDs with laser-like performance" *Compound Semiconductors* **8**, 49 (2002).
- Yokoyama H. "Physics and device applications of optical microcavities" *Science* **256**, 66 (1992).

## Глава 16

## ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Глаза человека являются основными потребителями света, поступающего от светодиодов видимого спектра. В этой главе будут рассматриваться основные свойства человеческого глаза и зрительного восприятия. Особое внимание будет уделено такой характеристике, как чувствительность человеческого глаза и ее связи с фотометрическими величинами.

### 16.1. Рецепторы человеческого глаза

На рис. 16.1, *а* показана схема человеческого глаза (Encyclopedia Britannica, 1994). Внутренняя поверхность глазного яблока покрыта оболочкой, называемой сетчаткой, которая является светочувствительной частью глаза. Также изображена ямка, представляющая собой центральную область сетчатки богатую колбочками, которая придает остроту зрению. На рис. 16.1, *б* представлена структура ячейки сетчатки, состоящая из *стержневых* и *конических рецепторов* — (*палочек* и *колбочек*), а также нервов, передающих информацию в мозг. Палочек намного больше, чем колбочек, и они обладают более высокой светочувствительностью. Палочки воспринимают излучение всего видимого спектра, а колбочки — только определенной его части. Существует три типа колбочек, воспринимающих излучение в красном, зеленом и голубом диапазонах видимого спектра. Поэтому они и называются рецепторами красного, зеленого и голубого цвета или просто красными, зелеными и синими колбочками.

На рис. 16.2 показаны три различных режима зрения и для каждого из режимов указаны группы работающих рецепторов (Osram Sylvania, 2000). *Фотопическое зрение* — это зрительное восприятие объектов человеческим глазом при высоком уровне внешней освещенности (например при дневном свете), когда в основном работают колбочки. Фотопический режим зрения работает при яркости, превышающей  $3 \text{ кд/м}^2$ . *Скотопическое* (сумеречное) *зрение* — это зрительное восприятие объектов человеческим глазом при низком уровне внешней освещенности (например ночью), когда в основном работают палочки, чувствительность которых намного выше, чем колбочек. Однако в этом режиме у человеческого глаза существенно снижается способ-

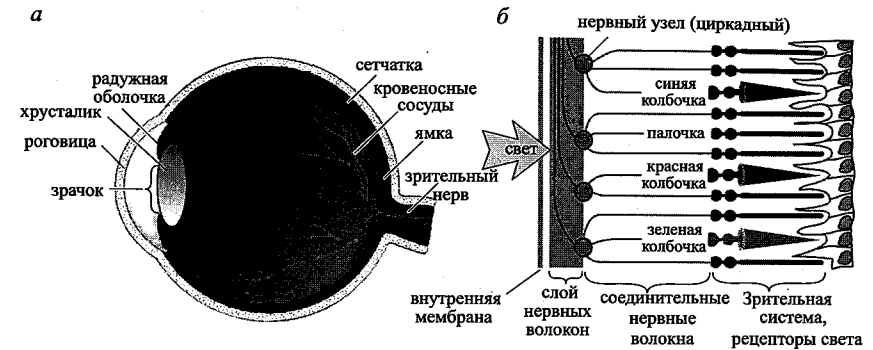


Рис. 16.1. Поперечное сечение человеческого глаза (*а*). Схема ячейки сетчатки, в состав которой входят стержневые и конические рецепторы — палочки и колбочки (*б*) (Encyclopedia Britannica, 1994)

ность восприятия цвета. Например, безлунной ночью для человека все объекты теряют свои цвета и воспринимаются как разные оттенки серого. Скотопический режим зрения соответствует уровню яркости менее  $0,003 \text{ кд/м}^2$ . Существует еще один режим зрения, занимающий промежуточное положение между фотопическим и скотопическим зрением, называемый *мезопическим зрением*. Этот режим соответствует яркости в интервале  $0,003\text{--}3 \text{ кд/м}^2$ .

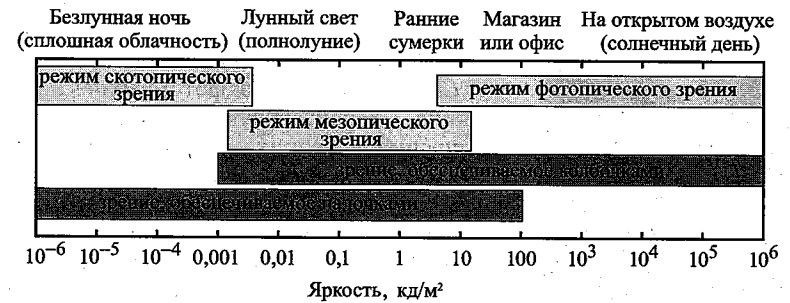


Рис. 16.2. Приблизительные диапазоны, соответствующие различным режимам зрения и работе разных групп рецепторов (Osram Sylvania, 2000)

На рис. 16.3 приведены приблизительные функции спектральной чувствительности палочек и колбочек (Dowling, 1987). Видно, что ночное зрение (скотопический режим) по сравнению с дневным зрением (фотопический режим) слабее в красной области спектра и, соответственно, сильнее в голубом диапазоне. Следующие разделы будут в основном посвящены обсуждению режима фотопического зрения.



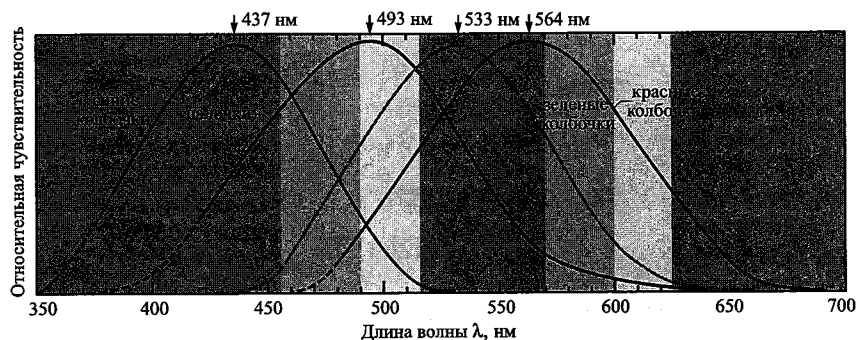


Рис. 16.3. Нормированная спектральная чувствительность палочек и колбочек сетчатки человеческого глаза (Dowling, 1987)

## 16.2. Основные радиометрические и фотометрические единицы

**Радиометрические единицы** характеризуют физические свойства электромагнитных излучений. Их, в частности, используют для описания излучений в терминах физических величин, например числа фотонов, энергии фотона, *оптической мощности* (часто называемой *световым потоком*). Однако когда речь идет о восприятии излучения человеческим глазом, использовать радиометрические единицы неуместно. Так, инфракрасное излучение не воспринимается глазом человека.

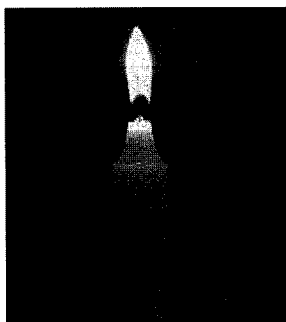


Рис. 16.4. «Свеча водопроводчика». Это название идет из девятнадцатого века, когда такие свечи использовались водопроводчиками для расплавления свинцового припоя для соединения водопроводных труб

Поэтому для характеристики свето- и цветовосприятия глаза применяют не радиометрические, а **фотометрические единицы**.

**Сила света** — это фотометрическая величина, характеризующая интенсивность излучения источника света по ее восприятию человеческим глазом. Сила света измеряется в *канделах* (кд), которые относятся к основным единицам измерения Международной системы СИ. В настоящее время используется следующее определение единицы силы света. *Сила света монохроматического источника с мощностью излучения  $(1/683) \text{ Вт}$  на длине волны  $555 \text{ нм}$  в пределах телесного угла  $1 \text{ ср}$  (стерадиан) равна  $1 \text{ кд}$ .*

Единица *кандела* имеет большую историю. Она произошла от более ранней *единицы*, называвшейся *свеча*. Одна свеча равнялась силе света, излучаемого реальной свечкой, имеющей определенную конструкцию

и размеры (рис. 16.4). Сила света от одной стандартной свечи равнялась  $1,0 \text{ кд}$ .

Таким образом, силу света любого источника света можно характеризовать числом стандартных свечей, которые совместно излучают свет с такой же интенсивностью. Единица *свеча* не входит в систему СИ и в настоящее время почти не используется.

**Световой поток**, также являющийся фотометрической величиной, характеризует мощность излучения источника света по ее восприятию человеческим глазом. Единицей измерения светового потока является *люмен* (лм). По определению *световой поток от монохроматического источника с мощностью излучения  $(1/683) \text{ Вт}$  на длине волны  $555 \text{ нм}$  равен  $1 \text{ лм}$  (люмену)*. Люмен входит в систему СИ.

Из сравнения определений канделы и люмена следует, что  $1 \text{ кандела}$  равна  $1 \text{ люмену}$ , деленному на  $1 \text{ стерадиан}$ , т. е.  $1 \text{ кд} = 1 \text{ лм/ср}$ . Отсюда находим, что световой поток изотропного источника излучения с силой света  $1 \text{ кд}$  равен  $4\pi \text{ лм}$  или  $12,57 \text{ лм}$ .

**Освещенность** — это отношение светового потока к единице освещаемой площади. Единицей измерения освещенности в системе СИ является *люкс* (люкс =  $\text{лм/м}^2$ ). Эта единица используется для характеристики условий освещения. В табл. 16.1 приведены типовые значения освещенности в разных условиях.

Таблица 16.1. Типовые значения освещенности

Условия освещения	Освещенность, лк
Полнолуние	1
Уличное освещение	10
Домашнее освещение	30–300
Офисное освещение	100–1000
Освещение в хирургической операционной	10 000
Прямое солнечное освещение	100 000

**Яркость поверхности источника** (т. е. источника света, площадь излучающей поверхности которого не равна нулю, например дисплея или светодиода) определяется как отношение силы света, излучаемого им в некотором направлении измеряемой в канделах, к *площади поверхности, проецируемой* в этом направлении измеряемой в единицах  $\text{м}^2$ . Единицей измерения яркости в системе СИ является  $\text{кд/м}^2$ . В большинстве случаев яркость определяется в направлении, перпендикулярном к поверхности кристалла. В этом случае яркость равна силе света, излучаемого вдоль нормали к поверхности кристалла, деленной на площадь этого кристалла.

Площадь проецируемой поверхности, о которой упоминается в определении яркости источника, определяется по закону косинусов, из которого следует, что величину проецируемой площади можно найти при помощи выражения  $A_{\text{projected}} = A_{\text{surface}} \cdot \cos \Theta$ , где  $A_{\text{surface}}$  — площадь поверхности кристалла,  $\Theta$  — угол между нормалью к поверхности кристалла и рассматриваемым направлением излучения. На рис. 16.5 показаны площади излучающей и проецируемой поверхностей. Сила света светодиодов с ламбертовской диаграммой направленности излучения также связана с углом  $\Theta$  законом косинусов. Поэтому яркость таких светодиодов является постоянной величиной, не зависящей от угла  $\Theta$ .

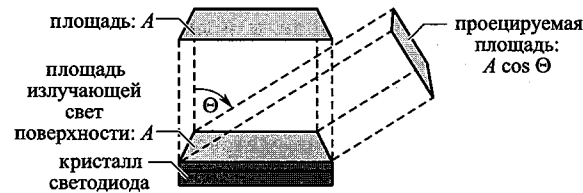


Рис. 16.5. Площадь кристалла светодиода  $A$  и проецируемая площадь  $A \cdot \cos \Theta$ , используемые при определении яркости светодиода

Таблица 16.2. Наиболее распространенные системные и внесистемные единицы измерения яркости

Единица измерения	Название
1 кд/см <sup>2</sup>	1 стильб
(1/π) кд/см <sup>2</sup>	1 ламберт
1 кд/м <sup>2</sup>	1 нит
(1/π) кд/м <sup>2</sup>	1 апостильб
(1/π) кд/фут <sup>2</sup>	1 фут-ламберт

В табл. 16.3 представлены типичные значения яркости дисплеев, органических и неорганических светодиодов. Видно, что дисплею не обязательно обладать очень высокой яркостью, поскольку человек смотрит на него прямо и с близкого расстояния. А вот мощные неорганические светодиоды, используемые в светофорах и в осветительных системах, наоборот, должны быть очень яркими.

В табл. 16.4 приведены фотометрические и соответствующие радиометрические единицы.

Желательно, чтобы светодиоды обладали максимальными силой света и световым потоком при минимальной площади кристалла. Таким образом, яркость является мерой того, насколько эффективно используется площадь пластины полупроводника для достижения определенной силы света при заданном значении тока инжекции.

Существует несколько единиц измерения, используемых для характеристики яркости источников излучения. В табл. 16.2 приведены самые распространенные из них.

Таблица 16.3. Типичные значения яркости дисплеев, органических и неорганических светодиодов

Устройство	Яркость, кд/м <sup>2</sup>
Дисплей	100 (рабочее значение)
Дисплей	250–750 (максимальное значение)
Светодиоды на основе органических материалов	100–10 000
Светодиоды на основе полупроводников A <sup>III</sup> B <sup>V</sup>	1 000 000–10 000 000

Таблица 16.4. Фотометрические и соответствующие радиометрические единицы

Фотометрическая единица	Размерность	Радиометрическая единица	Размерность
Световой поток	лм	Поток излучения (оптическая мощность)	Вт
Сила света	лм/ср = кд	Энергетическая сила света (сила излучения)	Вт/ср
Освещенность	лм/м <sup>2</sup> = лк	Энергетическая освещенность (плотность мощности)	Вт/м <sup>2</sup>
Яркость	лм/(ср · м <sup>2</sup> ) = кд/м <sup>2</sup>	Энергетическая яркость	Вт/(ср · м <sup>2</sup> )

#### Упражнение. Работа с фотометрическими единицами

Световой поток 60-ваттной лампы накаливания равен 1000 лм. Считаем, что лампа накаливания является изотропным излучателем.

а. Чему равна световая отдача лампы (световая отдача характеризуется величиной светового потока (лм) на 1 Вт приложенной электрической мощности)?

б. Сколько стандартных свечей надо зажечь, чтобы получить такую же силу света?

в. Чему равна освещенность доски, находящейся на расстоянии 1,5 м ниже лампы,  $E_{\text{lum}}$ , выраженная в люксах?

г. Комфортны ли условия освещенности, полученные в п.в для чтения?

д. Чему равна сила света лампы  $I_{\text{lum}}$  в канделах?

е. Выведите формулу для расчета освещенности на расстоянии  $r$  от лампы по известной величине силы света. Освещенность измеряется в люксах, а сила света — в канделах.

ж. Выведите формулу для расчета освещенности на расстоянии  $r$  от лампы по известной величине светового потока. Освещенность измеряется в люксах, а световой поток — в люменах.

з. В определении канделы используется оптическая мощность, равная (1/683) Вт. Откуда взялась эта величина?

**Ответы:**  $a - 16,7 \text{ лм/Вт}$ ,  $b - 80 \text{ кд}$ ,  $v - E_{\text{lum}} = 35,4 \text{ лм/м}^2 = 35,4 \text{ люкс}$ ,  $z -$  да,  $d - 79,6 \text{ лм/ср} = 79,6 \text{ кд}$ ,  $e - E_{\text{lum}} r^2 = I_{\text{lum}}$ ,  $ж - E_{\text{lum}} 4\pi r^2 = \Phi_{\text{lum}}$ ,  $з -$  Первоначально единицей силы света была свеча, определяемая как сила света от одной стандартной свечи. Позднее единицей силы света стала сила света источника излучения определенной оптической мощности на определенной длине волны. Если мощность источника равна  $(1/683) \text{ Вт}$ , его сила света определяется величиной в 1 свечу. Поэтому значение  $(1/683) \text{ Вт}$  имеет глубокие исторические корни и используется до сих пор, чтобы не прерывать временную логическую связь.

### 16.3. Функция чувствительности человеческого глаза

Радиометрические и фотометрические единицы можно связать между собой при помощи функции чувствительности человеческого глаза  $V(\lambda)$ , иногда называемой функцией световой эффективности. В 1924 г. Международная комиссия по освещению, МКО (CIE), ввела понятие функции чувствительности человеческого глаза в режиме фотопического зрения для точечных источников излучения и угла наблюдения  $2^\circ$  (CIE, 1931). Эта функция, получившая название функции  $V(\lambda)$  МКО 1931 г., до сих пор является фотометрическим стандартом в США<sup>1)</sup>.

Джудд и Вос в 1978 г. ввели модифицированную функцию  $V(\lambda)$  (Vos, 1978; Wyszecki, Stiles, 1982, 2000), которая в этой книге будет называться функцией  $V(\lambda)$  МКО 1978 г. Изменения были связаны с не совсем правильной оценкой чувствительности человеческого глаза в голубом и фиолетовом диапазонах спектра, принятой в 1931 г. Модифицированная функция  $V(\lambda)$  в спектральном диапазоне длин волн меньше 460 нм имеет более высокие значения. МКО одобрила введение функции  $V(\lambda)$  1978 г. постановив, что «функцию чувствительности человеческого глаза для точечных источников излучения можно представлять в виде модифицированной функции  $V(\lambda)$  Джудда» (CIE, 1988). Более того, в 1990 г. МКО вынесла резолюцию: «в случаях проведения измерений яркости в диапазоне коротких длин волн, согласованных с определением цвета, наблюдателем, расположенным по нормали к источнику излучения, предпочтительнее пользоваться модифицированной функцией Джудда» (CIE, 1990).

На рис. 16.6 показаны функции  $V(\lambda)$  МКО 1931 г. и 1978 г. Максимальная чувствительность глаза приходится на длину волны 555 нм, находящуюся в зеленой области спектра. На этой длине волны чувствительность глаза равна 1, т. е.  $V(555 \text{ нм}) = 1$ . Видно, что в функции  $V(\lambda)$  МКО 1931 г. занижена чувствительность человеческого глаза в голубой области спектра ( $\lambda < 460 \text{ нм}$ ). В приложении 16.П1 приведены численные значения функций  $V(\lambda)$  1931 г. и 1878 г.

<sup>1)</sup> Этот стандарт действует и в России.

На рис. 16.6 также показана функция  $V'(\lambda)$  чувствительности человеческого глаза для режима скотопического зрения. Пик чувствительности в режиме скотопического зрения приходится на длину волны 507 нм. Это значение намного меньше длины волны максимума чувствительности в режиме фотопического зрения. Численные значения функции  $V'(\lambda)$  МКО 1951 г. приведены в приложении 16.П2.

Отметим, что, хотя в ряде случаев функция  $V(\lambda)$  МКО 1978 г. является предпочтительной, она все же не относится к категории стандартов, поскольку изменение стандартов часто приводит к возникновению неопределенностей. Однако несмотря на это, на практике она используется довольно часто (Wyszecki and Stiles, 2000). Функцию  $V(\lambda)$  МКО 1978 г., показанную на рис. 16.7, можно считать наиболее точным описанием вариаций чувствительности человеческого глаза в режиме фотопического зрения.

Для нахождения функции чувствительности человеческого глаза используется метод минимальной вспышки, являющийся классическим способом сравнения источников света по яркости и определения

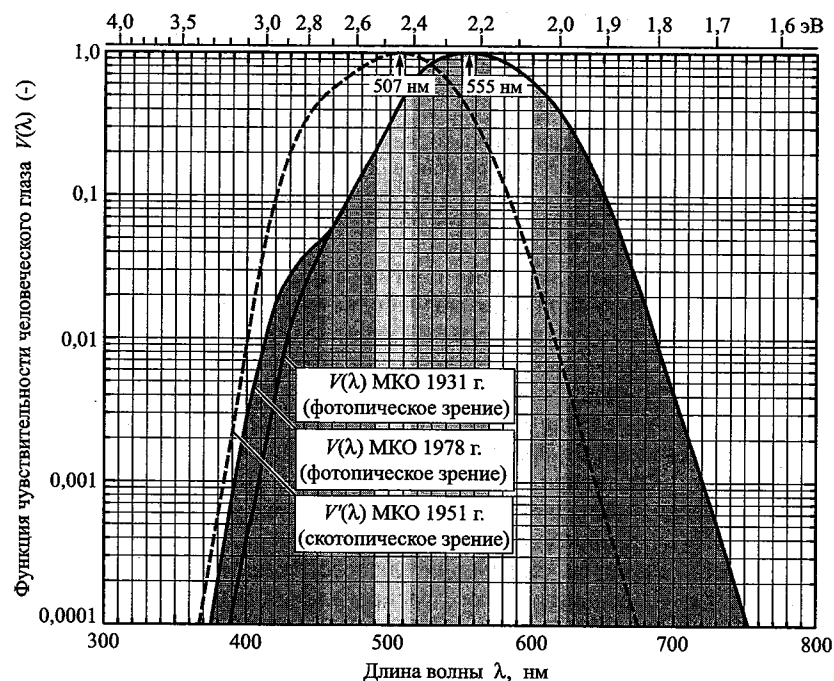


Рис. 16.6. Сравнение функций чувствительности человеческого глаза  $V(\lambda)$  МКО 1978 и 1931 годов для фотопического режима зрения. Здесь также показана функция чувствительности глаза  $V'(\lambda)$  в режиме скотопического зрения, которая используется при низких уровнях внешней освещенности

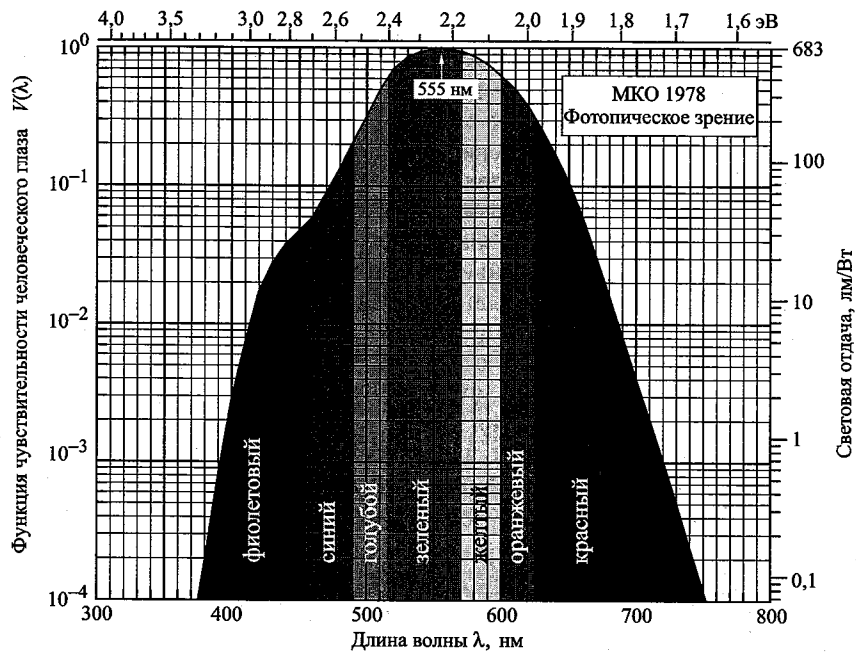


Рис. 16.7. Функция чувствительности человеческого глаза  $V(\lambda)$  (левая ось ординат) и световая отдача измеренная в люменах на ватт оптической мощности (правая ось ординат). Максимум чувствительности человеческого глаза приходится на длину волны 555 нм (данные МКО, 1978)

функции  $V(\lambda)$ . В соответствии с этим методом небольшая круглая светоизлучающая поверхность поочередно (с частотой 15 Гц) освещается источниками эталонного и сравниваемого цветов. Поскольку частота слияния цветовых оттенков ниже 15 Гц, цвета чередующихся сигналов будут неразличимы. Однако частота слияния входных сигналов по яркости всегда выше 15 Гц, поэтому, если два цветовых сигнала различаются по яркости, наблюдается видимая вспышка. Цель исследователя — регулировать цвет тестируемого источника излучения до тех пор, пока наблюдаемая вспышка не станет минимальной.

Изменением распределения спектральной мощности излучения  $P(\lambda)$  можно добиться получения любого желательного цветового оттенка. Один из вариантов этого распределения характеризуется максимально возможной световой отдачей. Добиться предельной световой отдачи можно смешением излучения определенной интенсивности от двух монохроматических источников света (MacAdam, 1950). На рис. 16.8 показаны максимально достижимые значения световой отдачи, получаемые при помощи одной пары монохроматических источников излучения. Максимальная световая отдача белого света зависит от цветовой температуры. При цветовой температуре

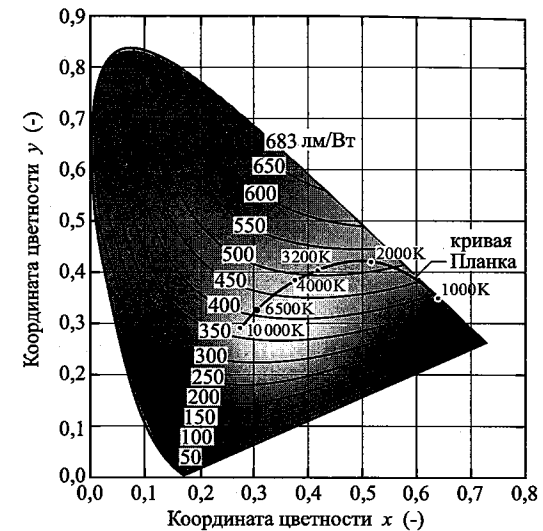


Рис. 16.8. Взаимосвязь между максимально возможной световой отдачей (лм/Вт) и координатами цветности  $(x, y)$  на цветовой диаграмме МКО 1931 г. (MacAdam, 1950)

6500 К она составляет  $\sim 420$  лм/Вт, а при более низких цветовых температурах она может превысить  $\sim 500$  лм/Вт. Точное значение световой отдачи определяется положением интересующего оттенка в пределах диапазона белого цвета на цветовой диаграмме.

#### 16.4. Цвета квазимонохроматических источников излучения

В диапазоне длин волн 390–720 нм функция чувствительности глаза  $V(\lambda)$  больше  $10^{-3}$ . Хотя глаз человека и способен воспринимать излучение с длинами волн меньше 390 нм и больше 720 нм, его

Таблица 16.5. Цвета и соответствующие им длины волн

Цвет	Длина волны, нм	Цвет	Длина волны, нм
ультрафиолетовый	< 390	желтый	570–600
фиолетовый	390–455	янтарный	590–600
синий	455–490	оранжевый	600–625
голубой	490–515	красный	625–720
зеленый	515–570	инфракрасный	> 720

чувствительность в этих диапазонах очень низкая. Следовательно, диапазон длин волн  $390 \text{ нм} \leq \lambda \leq 720 \text{ нм}$  может считаться *видимым диапазоном длин волн*. В табл. 16.5 поставлены в соответствие цвет и длина волны в пределах видимого диапазона длин волн. Приведенные значения справедливы для монохроматических и квазимонохроматических источников света, например светодиодов. Отметим, что цвет в некоторой степени является субъективной характеристикой. К тому же надо помнить, что переходы между разными цветами всегда постепенные и между ними нет резких границ.

### 16.5. Световая эффективность и световая отдача

Зная радиометрическую мощность излучения, можно найти величину *светового потока*  $\Phi_{\text{lum}}$ :

$$\Phi_{\text{lum}} = 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \cdot \int_{\lambda} V(\lambda) \cdot P(\lambda) d\lambda, \quad (16.1)$$

где  $P(\lambda)$  — спектральная плотность мощности, т.е. мощность света на единицу длины волны, а множитель  $683 \text{ лм/Вт}$  — коэффициент нормировки. При этом оптическая мощность источника излучения определяется выражением

$$P = \int_{\lambda} P(\lambda) d\lambda. \quad (16.2)$$

У высокоэффективных однокристалльных светодиодов видимого спектра величина светового потока при токе инжекции  $100\text{--}1000 \text{ мА}$  достигает  $10\text{--}100 \text{ лм}$ .

*Световая эффективность оптического излучения* (иногда называемая *функцией яркости* или *люмен-эквивалентом*), измеряемая в люменах на ватт оптической мощности, представляет собой коэффициент преобразования оптической мощности в световой поток:

$$\text{световая эффективность} = \frac{\Phi_{\text{lum}}}{P} = \frac{\left[ 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \cdot \int_{\lambda} V(\lambda) \cdot P(\lambda) d\lambda \right]}{\left[ \int_{\lambda} P(\lambda) d\lambda \right]}. \quad (16.3)$$

Для строго монохроматических источников света ( $\Delta\lambda \rightarrow 0$ ) световая эффективность излучения совпадает с функцией чувствительности человеческого глаза  $V(\lambda)$ , умноженной на коэффициент  $683 \text{ лм/Вт}$ . Однако для многоцветных источников, особенно для источников белого света, для определения световой эффективности необходимо вычислять интеграл во всем диапазоне длин волн. На рис. 16.7 величина световой эффективности показана на правой ординате.

*Световая отдача источника излучения*, также измеряемая в единицах  $\text{лм/Вт}$ , равна отношению светового потока от источника излучения к входной электрической мощности:

$$\text{светоотдача источника света} = \frac{\Phi_{\text{lum}}}{I \cdot V}, \quad (16.4)$$

где произведение  $I \cdot V$  является входной электрической мощностью устройства. Заметим, что световая отдача иногда называется *световой эффективностью источника*.

Из уравнений (16.3) и (16.4) следует, что световая отдача источника света находится из произведения световой эффективности излучения на коэффициент преобразования электрической мощности в оптическую. В табл. 16.6 приведены значения световой отдачи наиболее распространенных источников света: ламп накаливания (а), флуоресцентных ламп (б), газоразрядных ламп (в).

Таблица 16.6. Световая отдача некоторых источников света

Источник света	Световая отдача, лм/Вт
Первая лампочка Эдисона (а)	1,4
Лампы с вольфрамовой нитью накала (а)	15–20
Кварцевые галогенные лампы (а)	20–25
Флуоресцентные лампы (б)	50–80
Ртутные лампы (в)	50–60
Металлогалогенные лампы (в)	80–125
Натриевые лампы высокого давления (в)	100–140

Световая отдача является важной характеристикой светодиодов видимого спектра, отражающей эффективность их работы. Для источников света с высоким коэффициентом преобразования электрической мощности в оптическую световая отдача близка к световой эффективности излучения.

**Упражнение.** *Определение световой эффективности и световой отдачи светодиодов*

Рассмотрим светодиоды красного и янтарного свечения, работающие на длинах волн  $625$  и  $590 \text{ нм}$ . Для упрощения расчетов предположим, что спектры излучения данных светодиодов монохроматические ( $\Delta\lambda \rightarrow 0$ ). Требуется определить световую эффективность и светоотдачу двух светодиодов, считая, что их внешний квантовый выход равен  $50\%$ . Предполагается, что для напряжения на светодиодах справедливо следующее соотношение:  $V = E_g/e = h\nu/e$ .

Теперь предположим, что спектры светодиодов имеют форму кривых Гаусса с шириной полосы  $1,8kT$ , и еще раз рассчитаем световую эффективность и световую отдачу двух источников света. Определите, какую погрешность

в расчеты вносит предположение, что источники излучения являются монохроматическими.

Некоторые типы светодиодов с малыми площадями излучающих свет областей (с инжекцией тока в небольшую часть поверхности кристалла) и улучшенными структурами вывода излучения характеризуются довольно высокими значениями эффективности преобразования электрической мощности в световую — большим к. п. д. (Schmid et al., 2002). Однако такие светодиоды обладают низкой яркостью, поскольку доля области, в которую инжектируется ток, мала по сравнению с общей площадью кристалла.

Для всех светодиодов строят *диаграммы направленности излучения* или кривые силы света. Интенсивность излучения в заданной точке, измеряемая в единицах Вт/см<sup>2</sup>, определяется расстоянием от этой точки до светодиода и ее полярными координатами. Для нахождения полной оптической мощности светодиода необходимо вычислить интеграл от интенсивности излучения по всей поверхности сферы:

$$P = \int_A \int_{\lambda} I(\lambda) d\lambda dA, \quad (16.5)$$

где  $I(\lambda)$  — *спектральная интенсивность излучения*, Вт/(нм · см<sup>2</sup>),  $A$  — площадь поверхности сферы. В табл. 16.7 приведено краткое описание основных параметров светодиодов.

### 16.6. Яркость и линейность восприятия света системой человеческого зрения

С термином *яркость*, несмотря на его частое использование, связана некоторая путаница. Это вызвано тем, что под словом *яркость*, являющимся атрибутом зрительного восприятия, люди часто подразумевают либо фотометрические понятия *яркости* или *силы света*, либо радиометрическое понятие *излучательной способности* (что некорректно).

Для количественной оценки яркости источника света надо знать к какому типу источников он относится: точечному или поверхностному. Для *точечного источника* яркость в режиме фотопического зрения приблизительно равна его силе света, измеряемой в канделах (кд). Для *поверхностного источника* яркость в режиме фотопического зрения можно оценить величиной его фотометрической яркости, измеряемой в единицах кд/м<sup>2</sup>. Поскольку для термина яркость не существует стандартизированного определения, в технических публикациях его предпочитают не использовать.

По фотометрическим стандартам МКО считается, что человеческое зрение в фотопическом режиме должно быть *линейным*. Очевидно, что два изотропных точечных источника голубого и красного света,

Таблица 16.7. Фотометрические, радиометрические и квантовые характеристики светодиодов

Характеристика	Описание	Единица измерения
Световая эффективность (излучения)	Световой поток на единицу оптической мощности	лм/Вт
Световая отдача (источника)	Световой поток на единицу входной электрической мощности	лм/Вт
К. п. д. по силе света	Световой поток на стерадиан и на единицу входной электрической мощности	кд/Вт
Яркость	Световой поток на стерадиан и на единицу площади кристалла	кд/см <sup>2</sup>
К. п. д.	Выходная оптическая мощность на единицу входной электрической мощности	%
Внутренний квантовый выход	Число фотонов, излученных в активной области, на один инжектированный электрон	%
Внешний квантовый выход	Число фотонов, излученных светодиодом, на один инжектированный электрон	%
Коэффициент оптического вывода	Вероятность выхода фотонов, излученных в активной области, из светодиода	%

характеризующиеся одинаковым световым потоком, например 5 лм, будут иметь равную силу света. Из предположения о линейности фотопического зрения следует, что при увеличении светового потока от обоих источников с 5 лм, до например, 5000 лм значения силы света обоих источников будут по-прежнему равны.

Однако в случае значительного уменьшения светового потока, когда режим зрения перестает быть фотопическим и становится мезопическим или скотопическим, источник голубого света будет казаться более ярким по сравнению с источником красного света, что связано со сдвигом функции чувствительности человеческого глаза в режиме скотопического зрения в сторону более коротких волн.

Важно помнить, что линейность человеческого зрения в фотопическом режиме является весьма *приблизительной*. Линейность введена лишь для упрощения фотометрических измерений. Однако люди часто могут чувствовать различия между яркостью источников, несмотря на одинаковые измеренные значения их фотометрической яркости, особенно в случае цветных источников излучения, когда световой поток изменяется по величине на несколько порядков.

## 16.7. Циркадный ритм и циркадная чувствительность

Период чередования сна и бодрствования человека приблизительно равен 24 ч. Такой суточный ритм часто называют *циркадным ритмом* или *циркадным циклом*. Название этого термина произошло от двух латинских слов *circa* и *dies* (в родительном падеже *diem*), означающих *приблизительно* и *день*. Издавна известно, что свет ответствен за синхронизацию биологических часов человека, т. е. за его циркадный ритм. В работе (Pittendrigh, 1993) и (Sehgal, 2004) рассказано, как люди пришли к пониманию существования циркадного ритма и того, что свет является главным инициатором запуска эндогенных процессов.

Ритм чередования сна и бодрствования человека синхронизируется сменой интенсивности и спектрального состава света. Солнечный свет — естественный регулятор жизни человека. В дневные часы солнечный свет характеризуется высокой интенсивностью, высокой цветовой температурой и высокой долей голубого излучения. В вечерние часы интенсивность, цветовая температура и голубая составляющая солнечного света значительно снижаются. Люди адаптировались к такой смене световых параметров, и их циркадный ритм фактически определяется тремя факторами: интенсивностью, цветовой температурой и голубой составляющей солнечного излучения.

Сообщается о том, что регулярное облучение человека светом слишком высокой интенсивности (не соответствующей времени суток) в предвечерние и вечерние часы может грозить ему сбоем биологического ритма, бессонницей и даже серьезными заболеваниями, такими как рак (Brainard et al., 2001; Blask et al., 2003). Поэтому следует ограничивать облучение светом высокой интенсивности в предвечерние и вечерние часы (Schubert, 1997).

Долгое время считалось, что оптически чувствительными рецепторами человеческого глаза являются только палочки (стержневые рецепторы) и три вида колбочек (конических рецепторов). Однако, в работе (Brainard et al., 2001) утверждается, что в человеческом глазу есть неизвестные ранее фоторецепторы, отвечающие за циркадный ритм человека. Имеются доказательства (Berson et al., 2002; Nattar et al., 2002) того, что нервные узлы на сетчатке также обладают световой чувствительностью. Эти узлы показаны схематично на рис. 16.1. Были проведены работы по определению спектральной чувствительности нервных узлов на сетчатке млекопитающих. Результаты этих исследований приведены на рис. 16.9. Видно, что максимальная чувствительность нервных узлов сетчатки наблюдается на длине волны 484 нм, лежащей в синей части спектра.

В работе (Berson et al., 2002) представлены факты, подтверждающие важную роль фоточувствительных нервных узлов сетчатки глаза в управлении циркадным ритмом. Предполагается, что из-за высокой чувствительности нервных узлов сетчатки в синем спектральном

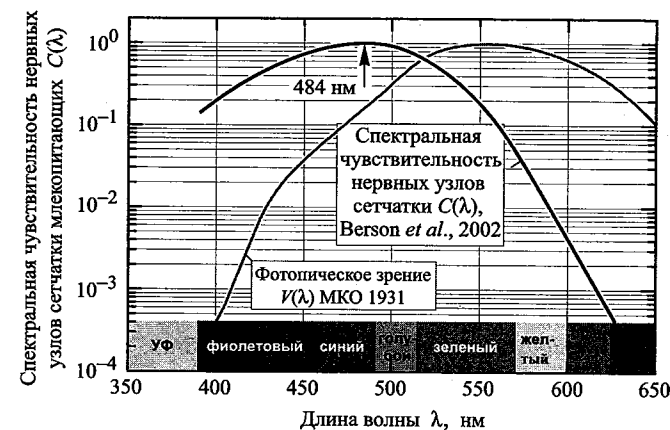


Рис. 16.9. Кривая спектральной чувствительности нервных узлов сетчатки млекопитающих, полученная методом измерения фотоотклика. Из рисунка видна значительная разница между спектральными чувствительностями нервных центров сетчатки глаза и человеческого зрения (Berson et al., 2002)

диапазоне голубизна неба в дневные часы является важным фактором, синхронизирующим эндогенный ритм человека. Исходя из этого, фоточувствительные нервные центры иногда называют *рецепторами голубого неба*.

Из рис. 16.9 видна большая разница между чувствительностью нервных узлов сетчатки в красном и синем диапазонах спектра. Влияние синего излучения на синхронизацию биологического ритма людей в несколько раз превышает влияние красного света. Эта особенность синего света обязательно должна учитываться при проектировании систем освещения и применении источников искусственного света.

## Библиографический список

- Berson D. M., Dunn F. A., and Takao M. "Phototransduction by retinal ganglion cells that set the circadian clock" *Science* **295**, 1070 (2002).
- Brainard G. C., Hanifin J. P., Greeson J. M., Byrne B., Glickman G., Gerner E., and Rollag M. D. "Action spectrum for melatonin regulation in humans: Evidence for a novel circadian photoreceptor" *J. Neuroscience* **21**, 6405 (2001).
- Blask D. E., Dauchy R. T., Sauer L. A., Krause J. A., Brainard G. C. "Growth and fatty acid metabolism of human breast cancer (MCF-7) xenografts in nude rats: Impact of constant light-induced nocturnal melatonin suppression" *Breast Cancer Research and Treatment* **79**, 313 (2003).
- CIE *Commission Internationale de l'Eclairage Proceedings* (Cambridge University Press, Cambridge, 1931).
- CIE *Proceedings* **1**, Sec. 4; **3**, p. 37; Bureau Central de la CIE, Paris (1951).

- CIE data of 1931 and 1978 available at <http://cvision.ucsd.edu> and <http://www.cvrl.org> (1978). Данные CIE 1931  $V(\lambda)$  были модифицированы D. B. Judd and J. J. Vos в 1978. Их модифицированную функцию чувствительности глаза часто обозначают  $V_M(\lambda)$ ; см. J. J. Vos "Colorimetric and photometric properties of a 2-deg fundamental observer" *Color Res. Appl.* **3**, 125 (1978).
- CIE publication 75-1988 *Spectral Luminous Efficiency Functions Based Upon Brightness Matching for Monochromatic Point Sources with 2° and 10° Fields* ISBN 3900734119 (1988).
- CIE publication 86-1990 *CIE 1988 2° Spectral Luminous Efficiency Function for Photopic Vision* ISBN 3900734232 (1990).
- Dowling J. E. *The retina: An Approachable Part of the Brain* (Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 1987).
- Encyclopedia Britannica, Inc. Изображение человеческого глаза взято из издания 1994 г. (1994).
- Hattar S., Liao H.-W., Takao M., Berson D.M., and Yau K.-W. "Melanopsin-containing retinal ganglion cells: Architecture, projections, and intrinsic photosensitivity" *Science* **295**, 1065 (2002).
- MacAdam D. L. "Maximum attainable luminous efficiency of various chromaticities" *J. Opt. Soc. Am.* **40**, 120 (1950).
- Osram Sylvania Corporation *Lumens and mesopic vision* Application Note FAQ0016-0297 (2000)
- Pittendrigh C. S. "Temporal organization: Reflections of a Darwinian clock-watcher" *Ann. Rev. Physiol.* **55**, 17 (1993).
- Schmid W., Scherer M., Karnutsch C., Pobl A., Wegleiter W., Schad S., Neubert B., and Streubel K. "High-efficiency red and infrared light-emitting diodes using radial outcoupling taper" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8**, 256 (2002).
- Schubert E. F. Автор этой книги в 1997 г. заметил, что работая в офисе после 20.00 в условиях яркого освещения, он может заснуть только очень поздно, обычно после полуночи. Причиной бессонницы оказались высокая интенсивность освещения офиса. Как только ее уменьшили, бессонница прекратилась. (1997).
- Sehgal A., editor *Molecular Biology of Circadian Rhythms* (John Wiley and Sons, New York, 2004).
- Vos J. J. "Colorimetric and photometric properties of a 2-deg fundamental observer" *Color Res. Appl.* **3**, 125 (1978).
- Wysecki G. and Stiles W. S. *Color Science — Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae* 2nd edition (John Wiley and Sons, New York, 1982).
- Wysecki G. and Stiles W. S. *Color Science — Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae* 2nd edition (John Wiley and Sons, New York, 2000).

## Приложение 16.П1

## Фотопическая функция человеческого глаза

Численные значения функций чувствительности человеческого глаза в режиме фотопического зрения при угле обзора 2°: МКО 1931 г. и МКО 1978 г. (модификация Джудда и Воса) для точечных источников излучения (CIE, 1931; CIE, 1978).

$\lambda$ , нм	CIE 1931 $V(\lambda)$	CIE 1978 $V(\lambda)$	590	0,75700	0,75700
595			595	0,69490	0,69483
600			600	0,63100	0,63100
605			605	0,56680	0,56654
610			610	0,50300	0,50300
615			615	0,44120	0,44172
620			620	0,38100	0,38100
625			625	0,32100	0,32052
630			630	0,26500	0,26500
635			635	0,21700	0,21702
640			640	0,17500	0,17500
645			645	0,13820	0,13812
650			650	0,10700	0,10700
655			655	8,1600 · 10 <sup>-2</sup>	8,1652 · 10 <sup>-2</sup>
660			660	6,1000 · 10 <sup>-2</sup>	6,1000 · 10 <sup>-2</sup>
665			665	4,4580 · 10 <sup>-2</sup>	4,4327 · 10 <sup>-2</sup>
670			670	3,2000 · 10 <sup>-2</sup>	3,2000 · 10 <sup>-2</sup>
675			675	2,3200 · 10 <sup>-2</sup>	2,3454 · 10 <sup>-2</sup>
680			680	1,7000 · 10 <sup>-2</sup>	1,7000 · 10 <sup>-2</sup>
685			685	1,1920 · 10 <sup>-2</sup>	1,1872 · 10 <sup>-2</sup>
690			690	8,2100 · 10 <sup>-3</sup>	8,2100 · 10 <sup>-3</sup>
695			695	5,7230 · 10 <sup>-3</sup>	5,7723 · 10 <sup>-3</sup>
700			700	4,1020 · 10 <sup>-3</sup>	4,1020 · 10 <sup>-3</sup>
705			705	2,9290 · 10 <sup>-3</sup>	2,9291 · 10 <sup>-3</sup>
710			710	2,0910 · 10 <sup>-3</sup>	2,0910 · 10 <sup>-3</sup>
715			715	1,4840 · 10 <sup>-3</sup>	1,4822 · 10 <sup>-3</sup>
720			720	1,0470 · 10 <sup>-3</sup>	1,0470 · 10 <sup>-3</sup>
725			725	7,4000 · 10 <sup>-4</sup>	7,4015 · 10 <sup>-4</sup>
730			730	5,2000 · 10 <sup>-4</sup>	5,2000 · 10 <sup>-4</sup>
735			735	3,6110 · 10 <sup>-4</sup>	3,6093 · 10 <sup>-4</sup>
740			740	2,4920 · 10 <sup>-4</sup>	2,4920 · 10 <sup>-4</sup>
745			745	1,7190 · 10 <sup>-4</sup>	1,7231 · 10 <sup>-4</sup>
750			750	1,2000 · 10 <sup>-4</sup>	1,2000 · 10 <sup>-4</sup>
755			755	8,4800 · 10 <sup>-5</sup>	8,4620 · 10 <sup>-5</sup>
760			760	6,0000 · 10 <sup>-5</sup>	6,0000 · 10 <sup>-5</sup>
765			765	4,2400 · 10 <sup>-5</sup>	4,2446 · 10 <sup>-5</sup>
770			770	3,0000 · 10 <sup>-5</sup>	3,0000 · 10 <sup>-5</sup>
775			775	2,1200 · 10 <sup>-5</sup>	2,1210 · 10 <sup>-5</sup>
780			780	1,4990 · 10 <sup>-5</sup>	1,4989 · 10 <sup>-5</sup>
785			785	1,0600 · 10 <sup>-5</sup>	1,0584 · 10 <sup>-5</sup>
790			790	7,4657 · 10 <sup>-6</sup>	7,4656 · 10 <sup>-6</sup>
795			795	5,2578 · 10 <sup>-6</sup>	5,2592 · 10 <sup>-6</sup>
800			800	3,7029 · 10 <sup>-6</sup>	3,7028 · 10 <sup>-6</sup>
805			805	2,6078 · 10 <sup>-6</sup>	2,6076 · 10 <sup>-6</sup>
810			810	1,8366 · 10 <sup>-6</sup>	1,8365 · 10 <sup>-6</sup>
815			815	1,2934 · 10 <sup>-6</sup>	1,2950 · 10 <sup>-6</sup>
820			820	9,1093 · 10 <sup>-7</sup>	9,1092 · 10 <sup>-7</sup>
825			825	6,4153 · 10 <sup>-7</sup>	6,3564 · 10 <sup>-7</sup>



## Приложение 16.П2

Скотопическая функция человеческого глаза

Численные значения функции чувствительности человеческого глаза в режиме скотопического зрения МКО 1951,  $V(\lambda)$  (CIE, 1951).

$\lambda$ , нм	CIE 1951 $V'(\lambda)$	$\lambda$ (нм)	CIE 1951 $V'(\lambda)$
380	$5,890 \cdot 10^{-4}$	585	$8,990 \cdot 10^{-2}$
385	$1,108 \cdot 10^{-3}$	590	$6,550 \cdot 10^{-2}$
390	$2,209 \cdot 10^{-3}$	595	$4,690 \cdot 10^{-2}$
395	$4,530 \cdot 10^{-3}$	600	$3,315 \cdot 10^{-2}$
400	$9,290 \cdot 10^{-3}$	605	$2,312 \cdot 10^{-2}$
405	$1,852 \cdot 10^{-2}$	610	$1,593 \cdot 10^{-2}$
410	$3,484 \cdot 10^{-2}$	615	$1,088 \cdot 10^{-2}$
415	$6,040 \cdot 10^{-2}$	620	$7,370 \cdot 10^{-3}$
420	$9,660 \cdot 10^{-2}$	625	$4,970 \cdot 10^{-3}$
425	$1,436 \cdot 10^{-1}$	630	$3,335 \cdot 10^{-3}$
430	$1,998 \cdot 10^{-1}$	635	$2,235 \cdot 10^{-3}$
435	$2,625 \cdot 10^{-1}$	640	$1,497 \cdot 10^{-3}$
440	$3,281 \cdot 10^{-1}$	645	$1,005 \cdot 10^{-3}$
445	$3,931 \cdot 10^{-1}$	650	$6,770 \cdot 10^{-4}$
450	$4,550 \cdot 10^{-1}$	655	$4,590 \cdot 10^{-4}$
455	$5,130 \cdot 10^{-1}$	660	$3,129 \cdot 10^{-4}$
460	$5,670 \cdot 10^{-1}$	665	$2,146 \cdot 10^{-4}$
465	$6,200 \cdot 10^{-1}$	670	$1,480 \cdot 10^{-4}$
470	$6,760 \cdot 10^{-1}$	675	$1,026 \cdot 10^{-4}$
475	$7,340 \cdot 10^{-1}$	680	$7,150 \cdot 10^{-5}$
480	$7,930 \cdot 10^{-1}$	685	$5,010 \cdot 10^{-5}$
485	$8,510 \cdot 10^{-1}$	690	$3,533 \cdot 10^{-5}$
490	$9,040 \cdot 10^{-1}$	695	$2,501 \cdot 10^{-5}$
495	$9,490 \cdot 10^{-1}$	700	$1,780 \cdot 10^{-5}$
500	$9,820 \cdot 10^{-1}$	705	$1,273 \cdot 10^{-5}$
505	$9,980 \cdot 10^{-1}$	710	$9,140 \cdot 10^{-6}$
510	$9,970 \cdot 10^{-1}$	715	$6,600 \cdot 10^{-6}$
515	$9,750 \cdot 10^{-1}$	720	$4,780 \cdot 10^{-6}$
520	$9,350 \cdot 10^{-1}$	725	$3,482 \cdot 10^{-6}$
525	$8,800 \cdot 10^{-1}$	730	$2,546 \cdot 10^{-6}$
530	$8,110 \cdot 10^{-1}$	735	$1,870 \cdot 10^{-6}$
535	$7,330 \cdot 10^{-1}$	740	$1,379 \cdot 10^{-6}$
540	$6,500 \cdot 10^{-1}$	745	$1,022 \cdot 10^{-6}$
545	$5,640 \cdot 10^{-1}$	750	$7,600 \cdot 10^{-7}$
550	$4,810 \cdot 10^{-1}$	755	$5,670 \cdot 10^{-7}$
555	$4,020 \cdot 10^{-1}$	760	$4,250 \cdot 10^{-7}$
560	$3,288 \cdot 10^{-1}$	765	$3,196 \cdot 10^{-7}$
565	$2,639 \cdot 10^{-1}$	770	$2,413 \cdot 10^{-7}$
570	$2,076 \cdot 10^{-1}$	775	$1,829 \cdot 10^{-7}$
575	$1,602 \cdot 10^{-1}$	780	$1,390 \cdot 10^{-7}$
580	$1,212 \cdot 10^{-1}$		

## Глава 17

## КОЛОРИМЕТРИЯ

Колориметрия или наука о цвете занимается определением и количественной оценкой цвета. Колориметрия тесно связана с цветным зрением человека. На протяжении многих веков вопросы колориметрии и человеческого зрения привлекают внимание исследователей. В работе (MacAdam, 1993) собрана коллекция интересных исторических статей, представляющих собой подробный и занимательный обзор по истории колориметрии, включающий описание первых попыток людей разобраться, что такое цвет<sup>1)</sup>.

Два чувства человека — зрение и слух сильно отличаются друг от друга. Если человек слышит два звука разной частоты одновременно, например два звука разных музыкальных инструментов, он может различить музыкальную тональность каждого инструмента, т. е. разделить звуки двух частот. В случае зрительного восприятия двух оптических сигналов ситуация совсем другая. Комбинация из двух монохроматических оптических сигналов будет восприниматься человеком как один цвет, и он не сможет в этой комбинации различить отдельные сигналы.

### 17.1. Функции согласования цвета и цветовая диаграмма

Свет возбуждает рецепторы красного, зеленого и синего цвета в разной степени. При этом разные люди по-разному воспринимают один и тот же цвет и его световой поток. Более того, восприятие цвета является субъективной величиной, которую нельзя измерить объективно. По этим причинам *Международная комиссия по освещению (МКО) стандартизировала цветовые измерения, введя понятия функций согласования цвета и цветовой диаграммы* (CIE, 1931).

Теперь попробуем разобраться, как получают функции согласования цвета. Рассмотрим два источника света, расположенные рядом. Один из источников монохроматический, а цвет второго источника получается смешением трех основных цветов: красного, зеленого и синего (рис. 17.1). При определенном подборе интенсивностей трех основных цветов (т. е. при их выравнивании) человек будет воспринимать цвет двух источников одинаковым. Три функции согласования цвета получа-

<sup>1)</sup> См. книги [1–3].

ются из последовательности процедур согласования излучения от двух источников, в которых исследователь подбирает комбинации интенсивностей трех основных цветов одного из излучателей, необходимых для получения цвета монохроматических источников с разной длиной волны видимого спектра.



Рис. 17.1. Принцип согласования цветов. Область, освещаемая тремя источниками основных цветов: красным, зеленым и синим, обозначенная «поле сравнения», выравняется по цвету с областью, освещаемой эталонным источником монохроматического света

После этого полученный набор функций согласования цвета математически преобразуется в новый набор функций согласования цвета, в котором функция согласования зеленого цвета  $\bar{y}(\lambda)$  выбирается равной функции чувствительности человеческого глаза (функции видности)  $V(\lambda)$ , т. е.

$$\bar{y}(\lambda) = V(\lambda). \quad (17.1)$$

На рис. 17.2 показаны функции согласования цвета  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$ , введенные МКО в 1931 г. и 1978 г. Их численные значения приведены в приложениях 17.П1 и 17.П2. Эти три функции  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  отражают тот факт, что человеческое зрение *трехцветное*. Это означает, что цвет любого источника излучения может быть описан набором трех переменных  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$ , являющихся безразмерными величинами. Также следует отметить, что ни функции согласования цвета, ни цветовая диаграмма не являются однозначными. Существует несколько вариантов функций согласования цвета и цветовых диаграмм (Judd, 1951; Vos, 1978).

Каждый цветовой оттенок, характеризующийся спектральной плотностью мощности излучения  $P(\lambda)$ , можно выразить набором трех параметров:

$$X = \int_{\lambda} \bar{x}(\lambda) P(\lambda) d\lambda, \quad (17.2)$$

$$Y = \int_{\lambda} \bar{y}(\lambda) P(\lambda) d\lambda, \quad (17.3)$$

$$Z = \int_{\lambda} \bar{z}(\lambda) P(\lambda) d\lambda, \quad (17.4)$$

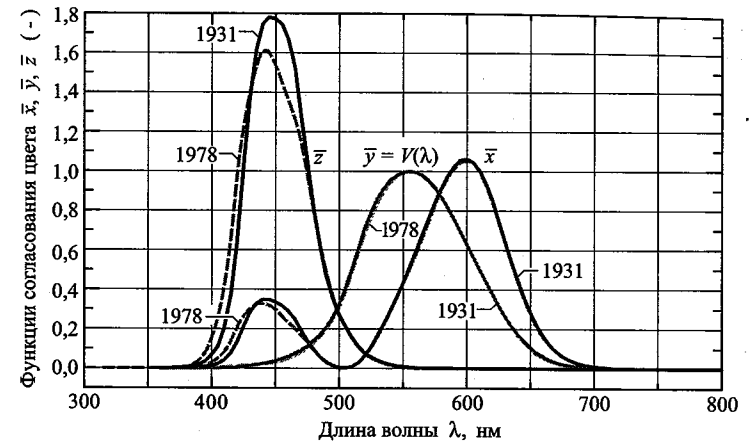


Рис. 17.2.  $\bar{x}(\lambda)$ ,  $\bar{y}(\lambda)$ ,  $\bar{z}(\lambda)$  — функции согласования цвета, введенные МКО в 1931 г. и 1978 г. Функции  $\bar{y}(\lambda)$  идентичны функциям чувствительности глаза  $V(\lambda)$ . Отметим, что функции согласования цвета 1931 г. до сих пор являются официальным стандартом США

где  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  — значения трех основных цветов, соответствующие возбуждению (т. е. мощности) каждого из составляющих цветов (красного, зеленого и синего), необходимых для получения излучения цвета  $P(\lambda)$ . Значения  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  указывают на количество красного, зеленого и синего цвета в спектре  $P(\lambda)$ .

Поскольку между функциями чувствительности колбочек сетчатки глаза и функциями согласования цветов наблюдается четко выраженная корреляция (обе группы функций имеют три пиковых значения), можно считать, что каждый набор цветовых параметров  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  характеризует *приблизительную* (но не точную) степень возбуждения каждой группы колбочек человеческого глаза при попадании на них излучения от источника со спектральной функцией  $P(\lambda)$ .

Из уравнений (17.2)–(17.4) видно, что цветовые параметры должны измеряться в ваттах. Но на практике эти параметры чаще всего задают в виде безразмерных величин, для чего в соотношения (17.2)–(17.4) вводятся дополнительные коэффициенты, например множители перед интегралами с размерностью  $\text{Вт}^{-1}$ . Однако если для получения безразмерных параметров использовать приведенные ниже соотношения, дополнительные коэффициенты становятся не нужны.

Для этого вводятся *координаты цветности*  $x$  и  $y$ , определяемые из значений трех основных цветов по формулам

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}, \quad (17.5)$$

$$y = \frac{Y}{X + Y + Z}. \quad (17.6)$$

Таким образом, значение координаты цветности определяет степень возбуждения одной из групп цветовых рецепторов, нормированную на суммарное возбуждение ( $X + Y + Z$ ). Значение координаты  $z$  вычисляется при помощи аналогичного выражения:

$$z = \frac{Z}{X + Y + Z} = 1 - x - y. \quad (17.7)$$

Заметим, что координату цветности  $z$  можно найти по известным значениям двух других координат, поэтому она является избыточной и ее можно не использовать.

На рис. 17.3 показана цветовая диаграмма. Оттенки зеленого цвета соответствуют наибольшим значениям  $y$ , оттенки красного цвета — наибольшим значениям  $x$ , а оттенки синего — наибольшим значениям  $z$ , которые в соответствии с уравнением (17.7) расположены в области малых значений  $x$  и  $y$  или в области начала координат цветовой диаграммы.

На рис. 17.4 показано соответствие между цветами и их расположением на цветовой диаграмме (Gage et al., 1977).

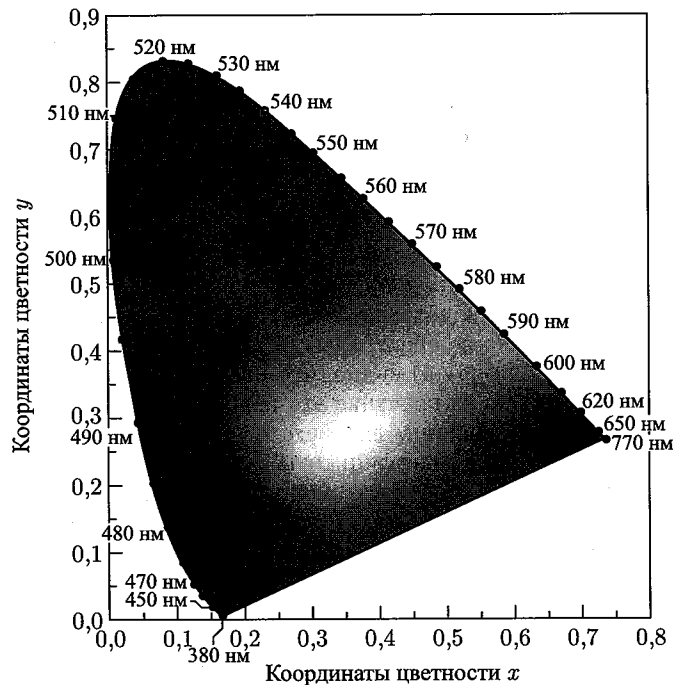


Рис. 17.3. Цветовая диаграмма МКО 1931 г. Монохроматические цвета расположены по периметру, а белый цвет находится в центре диаграммы

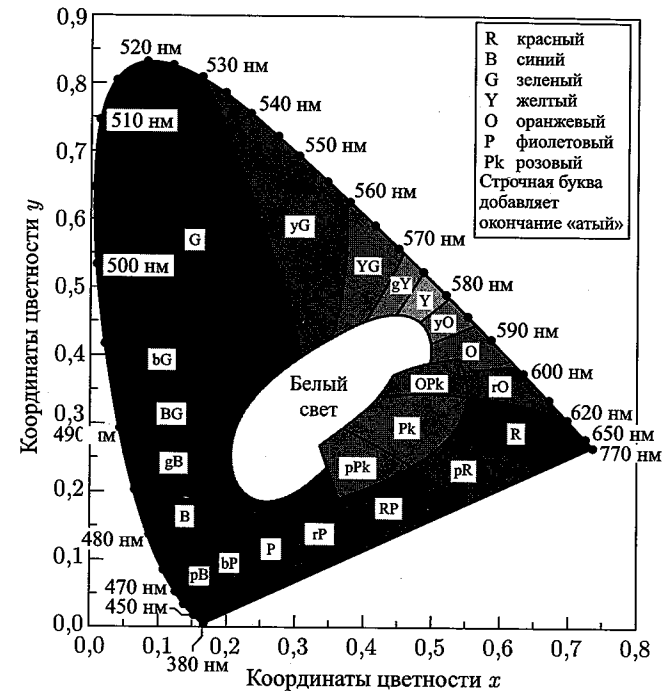


Рис. 17.4. Цветовая диаграмма МКО 1931 г. с выделенными областями, соответствующими определенному цвету (Gage et al., 1977)

На рис. 17.5 приведена цветовая диаграмма с указанием на ней областей основных цветов. Там же показана *точка равной энергии*, расположенная в центре диаграммы с координатами  $(x, y, z) = (1/3, 1/3, 1/3)$ . Спектр излучения, соответствующий этой точке, обладает постоянным спектральным распределением, т. е. энергия излучения в интервале длин волн  $d\lambda$  постоянна во всем видимом диапазоне. Точка равной энергии характеризуется одинаковыми значениями трех основных цветов:  $X = Y = Z$ .

Монохроматические или чистые цвета расположены по периметру, а белый цвет находится в центре диаграммы. Всем цветам соответствуют координаты на цветовой диаграмме.

В работе (MacAdam, 1943) проведен анализ разности цвета в точках, расположенных на цветовой диаграмме близко одна к другой. Установлено, что человек может различить цвета двух точек, если на диаграмме между ними есть *минимальное геометрическое расстояние*. Цвета в пределах некоторой небольшой области на цветовой диаграмме воспринимаются человеком как один цвет. МакАдам показал, что такие области имеют форму эллипсов. Эллипсы, часто называемые *эллипсами МакАдама*, показаны на рис. 17.6 (MacAdam,

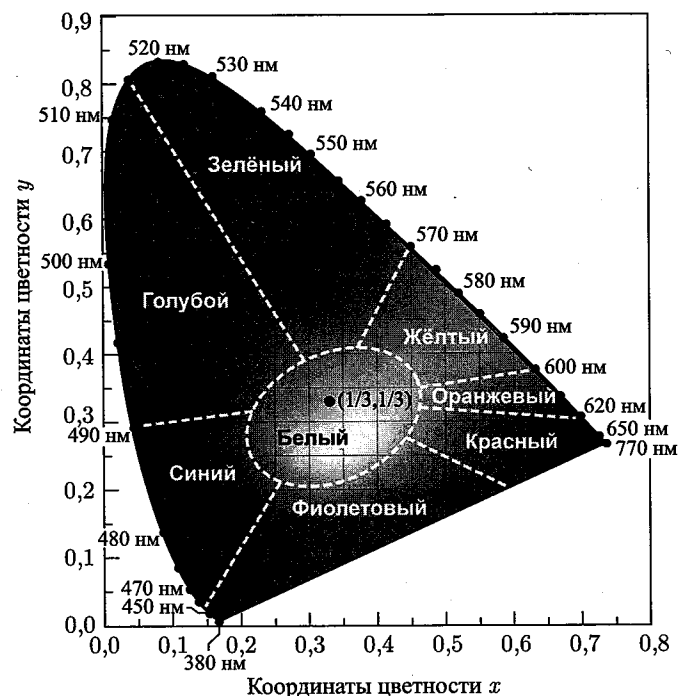


Рис. 17.5. Цветовая диаграмма МКО 1931 г. Монохроматические цвета расположены по периметру диаграммы. Насыщенность цвета уменьшается в направлении к центру графика. Белый цвет расположен в центре. Показаны области «чистых» цветов. Точка равной энергии, расположенная в центре диаграммы, имеет координаты  $(x, y) = (1/3, 1/3)$

1943, 1993; Wright, 1943). Видно, что эллипсы в голубой и зеленой областях заметно различаются по размерам. Поэтому геометрическое расстояние между двумя точками на цветовой диаграмме не связано линейной зависимостью с разницей в цвете этих двух точек.

Общее число различных цветовых оттенков может быть найдено делением площади цветового графика на среднюю площадь эллипсов МакАдама. Проведя такие вычисления, установили, что человек может различать 50000 различных цветовых оттенков. Если учитывать все возможные изменения яркости, число различных цветов станет больше  $10^6$ .

Было бы желательно, чтобы на цветовой диаграмме разность цветов двух точек была пропорциональна геометрическому расстоянию между ними. Поэтому были введены новые координаты цветности, отличные от рассмотренных выше координат  $(x, y)$ . Цель этого нововведения заключалась в создании универсальной цветовой диаграммы. В 1960 г. МКО ввела координаты  $(u, v)$ , а в 1976 г. — координаты  $(u', v')$ ,

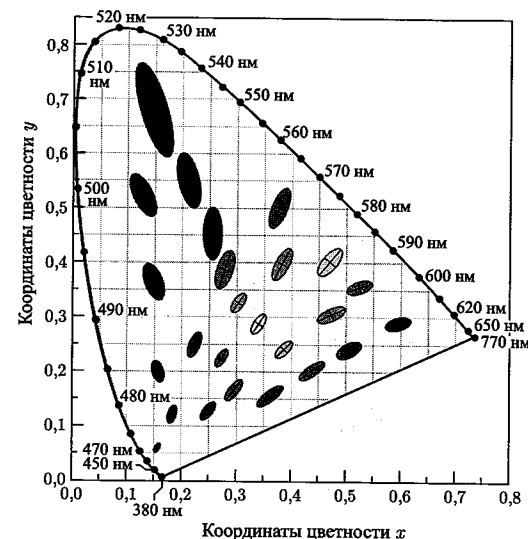


Рис. 17.6. Эллипсы МакАдама, нанесенные на цветовую диаграмму МКО 1931 г. Оси эллипсов превышают свои реальные размеры в 10 раз (MacAdam, 1943, 1993; Wright, 1943)

которые были названы *универсальными координатами цветности* (Wyszecki, Stiles, 2000):

$$u = \frac{4X}{X + 15Y + 3Z}, \quad v = \frac{6Y}{X + 15Y + 3Z}, \quad (17.8)$$

$$u' = \frac{4X}{X + 15Y + 3Z}, \quad v' = \frac{9Y}{X + 15Y + 3Z}. \quad (17.9)$$

Эти координаты и стали координатами равноконтрастной цветовой диаграммы.

На рис. 17.7 показана равноконтрастная диаграмма МКО 1976 г. Координаты  $(u, v)$  и  $(u', v')$  можно получить из координат  $(x, y)$  при помощи следующих выражений:

$$u = u' = \frac{4x}{-2x + 12y + 3}, \quad (17.10)$$

$$v = \frac{6y}{-2x + 12y + 3}, \quad v' = \frac{9y}{-2x + 12y + 3}. \quad (17.11)$$

Соответственно, можно произвести и обратное преобразование:

$$x = \frac{9u'}{6u' - 16v' + 12}, \quad y = \frac{2v'}{3u' - 8v' + 6}, \quad (17.12)$$

$$x = \frac{3u}{2u - 8v + 4}, \quad y = \frac{2v}{2u - 8v + 4}. \quad (17.13)$$

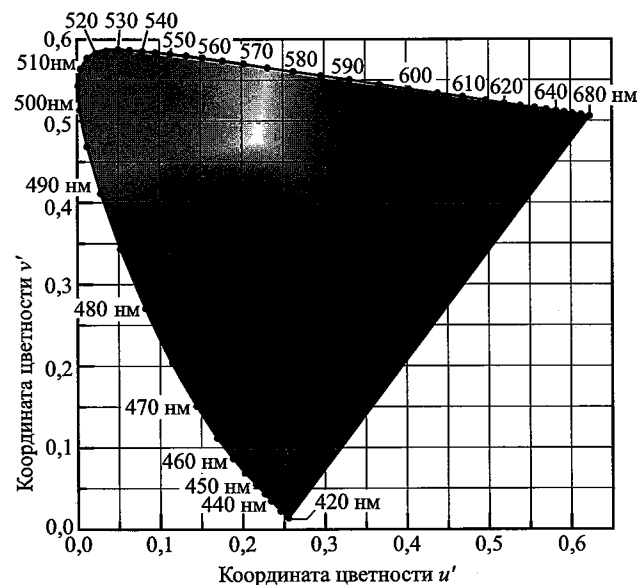


Рис. 17.7. Равноконтрастная цветовая диаграмма МКО 1976 г., рассчитанная с использованием цветовой диаграммы МКО 1931 г.

Разница в цвете между двумя точками на цветовой диаграмме ( $x, y$ ) зависит от их пространственного расположения, т. е. цвет изменяется более резко в одном из направлений. Например, вдоль оси  $x$  цвета изменяются быстрее, чем вдоль оси  $y$ . Этот недостаток существенно уменьшился (хотя и не исчез совсем) с введением универсальных координат цветности. В результате *цветовой контраст* между двумя точками равноконтрастной цветовой диаграммы почти всегда пропорционален *геометрическому расстоянию* между этими точками.

Эллипсы МакАдама на цветовой диаграмме МКО 1931 г. могут быть перенесены на равноконтрастную диаграмму в координатах ( $u', v'$ ), что и показано на рис. 17.8. Видно, что эллипсы МакАдама, соответствующие областям неразличимых оттенков, на равноконтрастной диаграмме более однородны по форме и размерам, чем на цветовой диаграмме МКО 1931 г.

Следует отметить, что преобразование координат ( $x, y$ ) в ( $u', v'$ ) является математически нелинейной операцией, поэтому эллипсы на диаграмме 1931 г. не могут быть, строго говоря, трансформированы в эллипсы на равноконтрастной диаграмме. Однако при достаточно малых размерах эллипсов на цветовой диаграмме 1931 г. ошибки нелинейности будут также малы, поэтому форма преобразованных фигур на диаграмме 1976 г. будет близка к эллипсам.

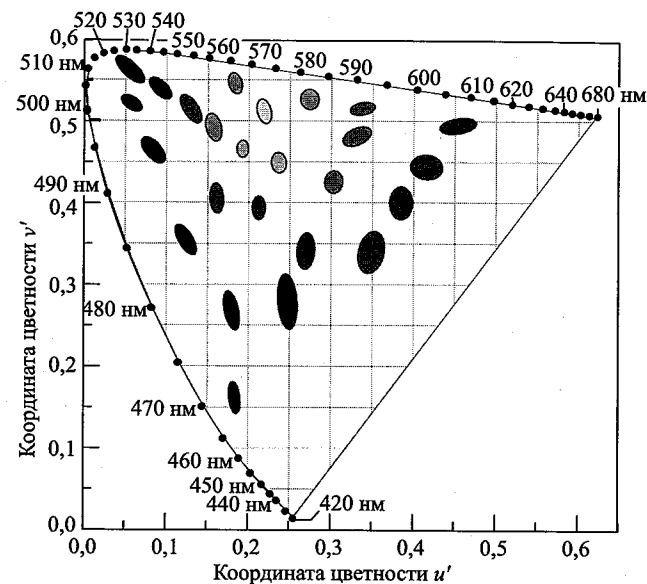


Рис. 17.8. Эллипсы МакАдама, нанесенные на равноконтрастную диаграмму МКО 1976 г. Оси трансформированных эллипсов превышают свои реальные размеры в 10 раз. Трансформированные эллипсы не являются эллипсами с математической точки зрения, но их форма сильно напоминает эллипсы. Площади эллипсов на универсальном графике гораздо более однородны, чем на цветовой диаграмме МКО 1931 г.

## 17.2. Чистота цвета

Монохроматические источники ( $\Delta\lambda \rightarrow 0$ ) располагаются по периметру цветовой диаграммы, а при увеличении ширины спектральной линии источника положение цвета на диаграмме смещается в сторону центра. Если ширина спектра излучения становится сравнимой с шириной всего видимого диапазона, источник считается источником *белого* света, который располагается вблизи центра цветовой диаграммы.

*Доминирующей длиной волны* тестируемого источника света считается длина волны монохроматического излучения, расположенная на краю цветовой диаграммы на самом коротком расстоянии от точки с координатами цветности источника. Для определения доминирующей длины волны проводят прямую линию к краю диаграммы, проходящую через точку равной энергии источника белого света и точку с координатами цветности ( $x, y$ ), соответствующими тестируемому источнику света. Точка пересечения этой прямой с внешней границей цветовой диаграммы и будет определять доминирующую длину волны источника. На рис. 17.9 схематично показана процедура нахождения доминирующей длины волны.

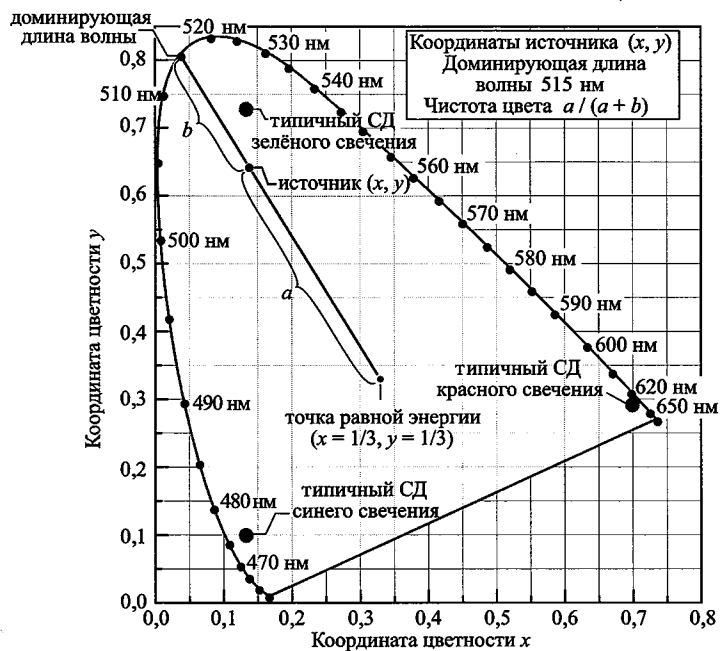


Рис. 17.9. Цветовая диаграмма, на которой показана процедура нахождения доминирующей длины волны и определения чистоты цвета источника излучения с координатами цветности  $(x, y)$ . В качестве эталонного источника белого цвета использовалось равномерно светящееся пятно с координатами  $(x = 1/3, y = 1/3)$ . Также показано расположение типичных светодиодов синего, зеленого и красного свечения

Чистота цвета или насыщенность цвета источника света равна расстоянию на цветовом графике между точкой с координатами цветности  $(x, y)$  и точкой равной энергии, деленному на расстояние между точкой доминирующей длины волны и точкой равной энергии. Для определения чистоты цвета используется выражение

$$\text{чистота цвета} = \frac{a}{a+b} = \frac{\sqrt{(x-x_{ee})^2 + (y-y_{ee})^2}}{\sqrt{(x_d-x_{ee})^2 + (y_d-y_{ee})^2}}, \quad (17.14)$$

где  $a$  и  $b$  показаны на рис. 17.9, а  $(x, y)$ ,  $(x_{ee}, y_{ee})$ ,  $(x_d, y_d)$  соответствуют координатам цветности тестируемого источника света, эталонного источника белого света и доминирующего цвета. Отсюда видно, что чистота цвета показывает насколько удален тестовый источник излучения от центра цветовой диаграммы. Для монохроматических источников  $(\Delta\lambda \rightarrow 0)$ , расположенных по периметру цветового графика, чистота

цвета, как правило, равна 100%, а для источников белого света она равна 0%.

Отметим, что доминирующая длина волны и чистота цвета — альтернативные параметры, характеризующие положение излучателя на цветовой диаграмме. Доминирующая длина волны и чистота цвета являются воспринимаемыми понятиями и, в отличие от численных значений координат цветности, удобны для практического использования.

### 17.3. Координаты цветности светодиодов

Монохроматические источники излучения  $(\Delta\lambda \rightarrow 0)$  располагаются по периметру цветовой диаграммы. Для человеческого глаза излучение светодиодов кажется монохроматическим, однако с точки зрения физики это не так, поскольку ширина спектральной линии светодиода является конечной величиной, приблизительно равной  $1,8kT$ . Поэтому светодиоды располагаются не на самой границе цветовой диаграммы, а *вблизи* нее. Если источник излучает свет не одной длины волны, а в диапазоне длин волн, его координаты цветности сдвигаются ближе к центру диаграммы.

На рис. 17.10 показано расположение различных типов светодиодов на цветовой диаграмме. Светодиоды красного и синего свечения находятся на границе цветовой диаграммы. Чистота их цвета близка к 100%. Однако светодиоды сине-зеленого и зеленого свечения смещены от периметра ближе к центру диаграммы, что объясняется конечной шириной спектров излучения этой группы светодиодов и сильной кривизной цветовой диаграммы в зеленой области спектра.

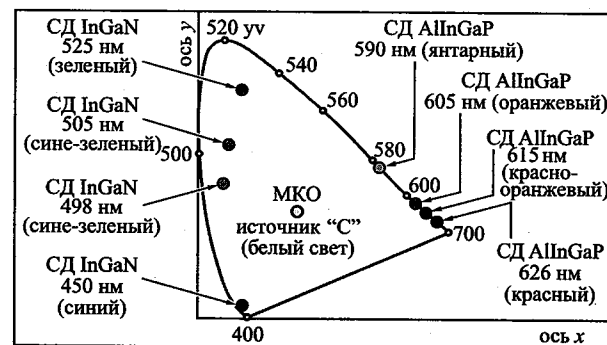


Рис. 17.10. Расположение различных типов светодиодов на цветовой диаграмме (Schubert, Miller, 1999)

### 17.4. Взаимосвязь между цветностью и цветом

Закончив рассуждения на тему *цветности*, мы можем вновь вернуться к вопросу о том, что же такое цвет. Можно, конечно, утверждать, что цвет определяется расположением источника излучения на цветовой диаграмме, т. е. его координатами цветности. Однако МКО в 1986 г. ввела более общее определение цвета, которое не ограничивается расположением источника на цветовой диаграмме, а включает в себя понятия *цветности* и *яркости*. По определению МКО 1986 г. изменение силы света (яркости) источника ведет к изменению его цвета, даже если его цветность при этом остается постоянной. Но очевидно, что при одном и том же уровне яркости понятия цветности и цвета совпадают и эти слова являются синонимами.

Расположение точки цветности может быть выражено через понятия *доминантной длины волны* и *насыщенности* (альтернативный способ — через *цветовой тон* и *насыщенность*). Таким образом, в соответствии с определением МКО цвет источника излучения задается его *доминантной длиной волны*, *насыщенностью* и *яркостью*, а цвет объекта определяется *доминантной длиной волны*, *насыщенностью* и *освещенностью*.

### Библиографический список

- CIE *Commission Internationale de l'Eclairage Proceedings* (Cambridge University Press, Cambridge, 1931).
- CIE data of 1931 and 1978 available at <http://cvision.ucsd.edu> and <http://www.cvrl.org> (1978).
- CIE data of 1960 relating to the (*u*, *v*) chromaticity coordinates can be found in CIE, 1986.
- CIE data of 1976 relating to the (*u'*, *v'*) chromaticity coordinates can be found in CIE, 1986.
- CIE publication No. 15 (E.1.3.1) 1971: *Colorimetry*; this publication was updated in 1986 to CIE Publication 15.2 *Colorimetry* (CIE, Vienna, Austria, 1986).
- Gage S., Evans D., Hodapp M. W., and Sorensen H. *Optoelectronics Applications Manual* 1st edition (McGraw Hill, New York, 1977).
- Judd D. B. "Report of US Secretariat Committee on Colorimetry and Artificial Daylight" in *Proceedings of the 12<sup>th</sup> Session of the CIE* 1, p. 11 (Bureau Central de la CIE, Paris, 1951).
- MacAdam D. L. "Specification of small chromaticity differences" *J. Opt. Soc. Am.* 33, 18 (1943).
- MacAdam D. L. (Editor) *Colorimetry – Fundamentals* (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1993).
- Schubert E. F. and Miller J. N. "Light-emitting diodes - An introduction" *Encyclopedia of Electrical Engineering*, edited by John G. Webster, Vol. 11, p. 326 (John Wiley and Sons, New York, March 1999).

- Vos J. J. "Colorimetric and photometric properties of a 2-degree fundamental observer" *Color Res. Appl.* 3, 125 (1978).
- Wyszecki G. and Stiles W. S. *Color Science – Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae* 2nd edition (John Wiley and Sons, New York, 2000).
- Wright W. D. "The graphical representation of small color differences" *J. Opt. Soc. Am.* 33, 632 (1943).

### Дополнение редактора

1. Кривошеев М., Кустарев А. Цветовые измерения. — М.: Наука, 1992.
2. Гуревич Н. Цвет и его измерения. — М. Наука, 1988.
3. Справочник по светотехнике, 3-е изд. / Под общ. ред. проф. Ю. Б. Айзенберга. — М.: 2006. — 986 с.





## Глава 18

## ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНКА И ЦВЕТОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Белый свет имеет особые цветовые характеристики. Существует много оптических спектров, которые могут быть использованы для создания белого света. Среди этих спектров можно выделить спектр излучения абсолютно черного тела, часто называемого излучением Планка. Данный спектр лежит в основе однозначного и очень полезного стандарта, позволяющего описывать спектр излучения при помощи единственного параметра — цветовой температуры. Более того, спектр излучения естественного дневного света близок к спектру планковского источника излучения.

### 18.1. Спектр излучения Солнца

Белый свет, как правило, характеризуется широким спектром излучения, который обычно распространяется на весь видимый диапазон. Типичной моделью белого света является солнечный свет. На рис. 18.1 показаны оптические спектры Солнца в верхних слоях земной атмосферы и на уровне моря в моменты нахождения Солнца в зените, на закате и на рассвете (Jackson, 1975). Спектр солнечного света занимает весь диапазон видимого излучения. Однако интенсивность солнечного излучения зависит от времени суток, времени года, высоты над уровнем моря, погоды и других факторов.

Поскольку в солнечном свете велика доля инфракрасной (ИК) и ультрафиолетовой (УФ) составляющих, при точном повторении спектра излучения Солнца не удастся получить эффективный источник белого света. Поэтому Солнце не является хорошим примером эффективного источника белого света. Даже если бы удалось исключить из спектра Солнца ИК- и УФ-составляющие, его все равно нельзя было бы назвать оптимальным из-за высокой интенсивности излучения на границах раздела видимый свет — ИК-излучение и видимый свет — УФ-излучение.

### 18.2. Спектр излучения абсолютно черного тела — излучателя Планка

В качестве независимого стандарта, характеризующего белый свет, часто используют спектр излучения абсолютно черного тела, опре-

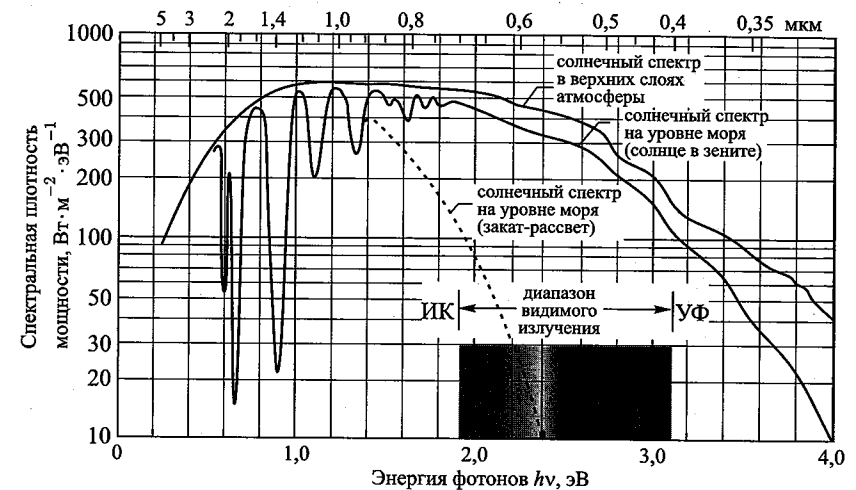


Рис. 18.1. Зависимость спектральной плотности мощности солнечного излучения от энергии фотонов и длины волны, измеренные в разных условиях (Jackson, 1975)

деляемый только одним параметром — температурой тела. Первым формулу, описывающую спектр излучения черного тела, вывел Макс Планк в 1900 г.:

$$I(\lambda) = \frac{2h \cdot c^2}{\lambda^5 \left[ \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]} \quad (18.1)$$

На рис. 18.2 представлены спектры излучения абсолютно черного тела при разных температурах. Закон Вина определяет длину волны, которой соответствует максимальная интенсивность излучения, испускаемого черным телом, имеющим температуру  $T$ :

$$\lambda_{\max} = \frac{2880 \text{ мкм} \cdot \text{К}}{T} \quad (18.2)$$

При «низких» температурах черного тела (например 3000 К) излучение происходит в основном в ИК-диапазоне длин волн. По мере увеличения температуры максимум излучения смещается в сторону более коротких волн, т. е. в сторону видимого диапазона спектра.

На рис. 18.3 показано расположение на цветовой диаграмме МКО 1931 г. спектра излучения черного тела, который часто называют линией цветности абсолютно черного тела или кривой Планка. С ростом температуры черного тела положение его излучения на диаграмме сдвигается из области красных волн ближе к центру диаграммы. Температура черного тела, излучающего белый свет, обычно лежит в диапазоне 2500–10 000 К. На рис. 18.3 также показано расположение на цветовой диаграмме нескольких стандартных источников излу-

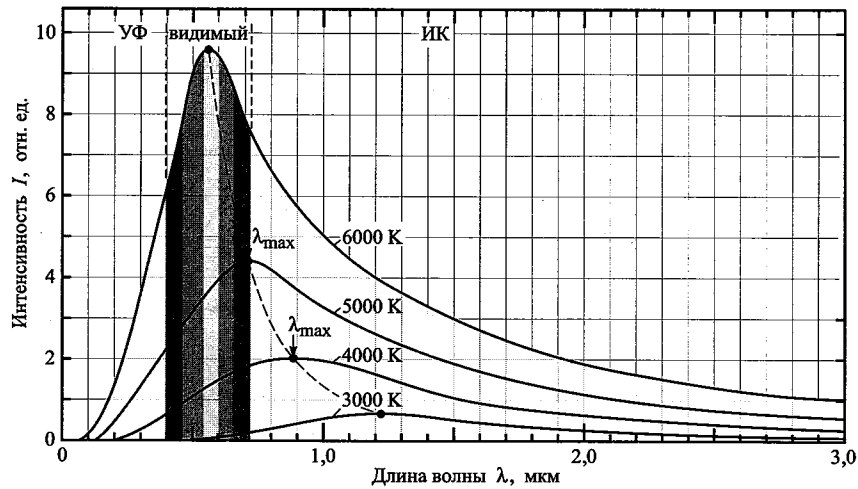


Рис. 18.2. Спектральные распределения интенсивности излучения абсолютно черного тела по длинам волн, измеренные при разных температурах. При повышении температуры черного тела максимум интенсивности сдвигается в сторону более коротких длин волн

ния, определенных МКО: А, В, С и  $D_{65}$ . На рис. 18.4 представлены кривая Планка и различные значения температуры абсолютно черного тела на равноконтрастной диаграмме МКО 1976 г. Координаты цветности  $(x, y)$  и  $(u', v')$  абсолютно черного тела — излучателя Планка приведены в приложении 18.П1.

На обеих диаграммах, 1931 г. и 1976 г., кривая Планка начинается в области красного цвета, затем пересекает области оранжевого и желтого цветов, а заканчивается в области белого цвета. Эта последовательность цветов похожа на изменение цвета реального объекта (например куска металла), нагреваемого до высоких температур, что указывает на близость цветности реальных объектов и абсолютно черного тела (излучателя Планка).

### 18.3. Цветовая температура и коррелированная цветовая температура

С первого взгляда *цветовая температура* может показаться весьма странной величиной, поскольку параметры *цвет* и *температура* не имеют прямого отношения друг к другу. Однако, проанализировав поведение абсолютно черного тела, невозможно не увидеть взаимосвязь между этими параметрами. С ростом температуры цвет свечения черного тела меняется от красного до голубовато-белого (красный — оранжевый — желтовато-белый — белый — голубовато-белый). *Цветовая тем-*

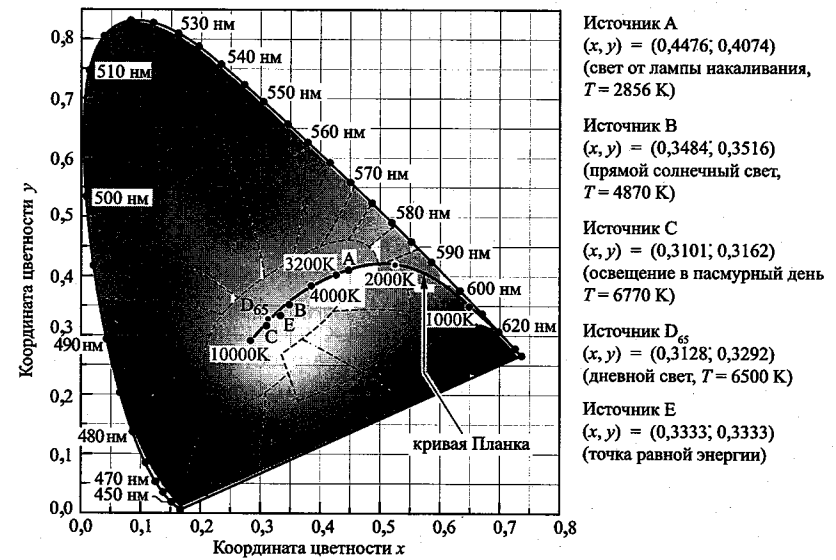


Рис. 18.3. Цветовая диаграмма, на которой показано положение стандартных источников излучения белого света А, В, С и  $D_{65}$  и их цветовые температуры. На диаграмму также нанесена кривая Планка (CIE, 1978)

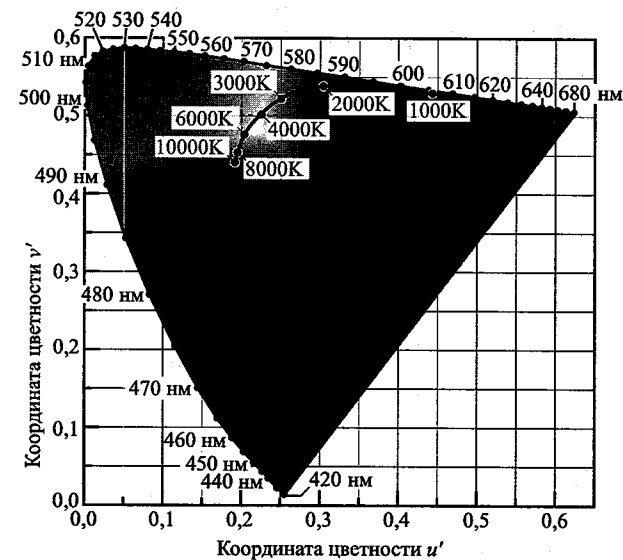


Рис. 18.4. Равноконтрастная цветовая диаграмма МКО 1976 г. с кривой Планка, рассчитанная из цветовой диаграммы МКО 1931 г.

пература (ЦТ) источника белого света, измеряемая в кельвинах, определяется температурой абсолютно черного тела, расположенного на цветовой диаграмме там же, где и рассматриваемый источник излучения.

Если источник белого света не попадает на кривую Планка, для его характеристики используется *коррелированная цветовая температура* (КЦТ). Эта величина также измеряется в Кельвинах и определяется температурой абсолютно черного тела, цвет которого максимально приближен к цвету источника белого света.

Для нахождения коррелированной цветовой температуры источника излучения на цветовой диаграмме МКО 1976 г., построенной в координатах ( $u', v'$ ), определяется самая *близкая* к источнику точка на кривой Планка (т. е. самое короткое геометрическое расстояние). Температура черного тела, расположенного в этой точке, и будет соответствовать коррелированной цветовой температуре рассматриваемого источника (CIE, Robertson, 1968).

Из-за неравномерности цветовой диаграммы МКО 1931 г., по ней *невозможно* определить коррелированную цветовую температуру, используя приведенный выше алгоритм. Для нахождения коррелированной цветовой температуры по цветовой диаграмме МКО 1931 г. на нее необходимо нанести линии, соответствующие постоянным значениям коррелированной цветовой температуры, что и показано на рис. 18.5 (Duggal, 2005).

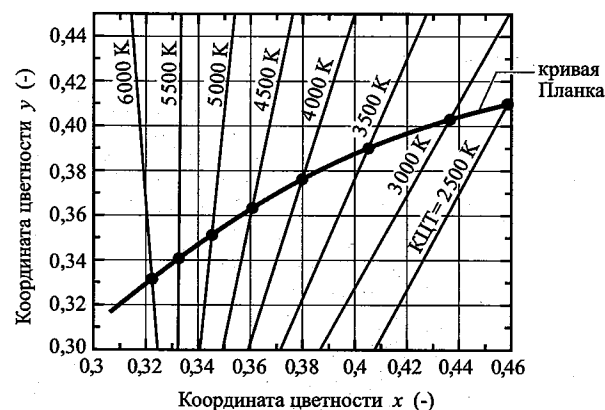


Рис. 18.5. Цветовая диаграмма МКО 1931 г., на которую нанесены линии постоянных значений коррелированной цветовой температуры. Эти линии определены из цветовой диаграммы МКО 1976 г. (Duggal, 2005)

Координаты цветности ламп накаливания на цветовой диаграмме близки к координатам абсолютно черного тела, хотя полного совпадения нет (Ohno, 2001). Поэтому для таких источников цветовая температура определяется довольно точно. Цветовые температуры стандарт-

ных ламп накаливания лежат в диапазоне 2000–2900 К, а кварцевых галогенных ламп — в диапазоне 2800–3200 К (Ohno, 1997). Другие источники излучения, такие как металлогалогенные лампы, на цветовой диаграмме заметно удалены от кривой Планка. Поэтому для них надо определять коррелированную цветовую температуру. Например, коррелированная цветовая температура для лампы голубовато-белого цвета составляет  $\sim 8000$  К. В табл. 18.1 приведены значения коррелированной цветовой температуры наиболее распространенных источников искусственного и естественного света.

Таблица 18.1. Коррелированная цветовая температура наиболее распространенных источников искусственного и естественного света

Источник света	Коррелированная цветовая температура, К
Пламя восковой свечи/пламя стандартной свечи МКО	1500–2000/2000
Лампа накаливания 60 Вт/100 Вт	2800/2850
Галогенная лампа	2800–3200
Флуоресцентная лампа «теплого белого» света	3000
Флуоресцентная лампа «холодного дневного белого» света	4300
Флуоресцентная лампа «реального дневного» света (с выравниванием цвета)	6500
Белое пламя углеродной дуги	5000
Ксеноновая дуга (нефильтрованная)	6000
Летний солнечный свет (до 9.00 или после 15.00)	4900–5600
Летний солнечный свет (с 9.00 до 15.00)	5400–5700
Прямое солнце	5700–6500
Солнце сквозь облака	6500–7200
Ясное голубое небо	8000–27000

### Библиографический список

- CIE publication No. 17.4 *International Lighting Vocabulary* see <http://www.cie.co.at> (CIE, Vienna, Austria, 1987).
- Duggal A. R. "Organic electroluminescent devices for solid-state lighting" in *Organic Electroluminescence* ed. by Z. H. Kafafi (Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, 2005).
- Jackson J. D. *Classical Electrodynamics* (John Wiley and Sons, New York, 1975).

- Ohno Y. "Photometric standards" Chapter 3 in *OSA/AIP Handbook of Applied Photometry*, 55 (Optical Society of America, Washington DC, 1997).
- Ohno Y. "Photometry and radiometry" Chapter 14 in *OSA Handbook of Optics, Volume III Review for Vision Optics, Part 2, Vision Optics* (McGraw-Hill, New York, 2001).
- Planck M. "On the theory of the law on energy distribution in the normal spectrum (translated from German)" *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* **2**, 237 (1900).
- Robertson R. "Computation of correlated color temperature and distribution temperature" *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 1528 (1968).

## Приложение 18.П1

Цветовая температура и координаты цветности абсолютно черного тела на цветовых диаграммах МКО 1931 г. и 1976 г.

$T, K$	$x$	$y$	$u'$	$v'$
1000	0,649	0,347	0,443	0,533
1200	0,623	0,370	0,402	0,538
1400	0,597	0,389	0,369	0,541
1600	0,572	0,402	0,342	0,542
1800	0,549	0,412	0,321	0,542
2000	0,527	0,417	0,303	0,540
2200	0,506	0,420	0,288	0,538
2400	0,487	0,419	0,276	0,535
2600	0,470	0,417	0,266	0,531
2800	0,454	0,414	0,257	0,528
3000	0,439	0,409	0,250	0,524
3200	0,425	0,404	0,243	0,520
3400	0,413	0,399	0,237	0,516
3600	0,402	0,393	0,233	0,512
3800	0,392	0,388	0,228	0,508
4000	0,383	0,382	0,225	0,504
4200	0,374	0,376	0,221	0,500
4400	0,367	0,371	0,218	0,497
4600	0,360	0,366	0,216	0,494
4800	0,353	0,361	0,213	0,490
5000	0,347	0,356	0,211	0,487
5200	0,342	0,351	0,209	0,484
5400	0,337	0,347	0,208	0,481
5600	0,332	0,343	0,206	0,479
5800	0,328	0,339	0,205	0,476
6000	0,324	0,335	0,203	0,473
6200	0,321	0,332	0,202	0,471
6400	0,317	0,328	0,201	0,469
6500	0,315	0,327	0,201	0,468
6600	0,314	0,325	0,200	0,466
6800	0,311	0,322	0,199	0,464
7000	0,308	0,319	0,198	0,462
7200	0,306	0,317	0,198	0,460
7400	0,303	0,314	0,197	0,459
7600	0,301	0,312	0,196	0,457
7800	0,299	0,309	0,196	0,455
8000	0,297	0,307	0,195	0,454
8500	0,292	0,301	0,194	0,450
9000	0,289	0,297	0,193	0,447
9500	0,285	0,293	0,192	0,444
10000	0,282	0,290	0,191	0,441

## Глава 19

## СМЕШЕНИЕ ЦВЕТОВ И ЦВЕТОПЕРЕДАЧА

## 19.1. Аддитивное смешение цветов

На практике часто применяется *соединение* или *аддитивное смешение* излучения от двух или более источников света. Например, в светодиодных экранах используют три типа светодиодов: красного, зеленого и синего свечения, излучение которых смешивается, и человек, смотрящий на экран, фактически воспринимает широкий диапазон цветов как комбинацию этих трех излучений. Другим примером смешения цветов являются источники белого света, построенные на основе двух- или трехцветных источников излучения. На рис. 19.1 показан принцип аддитивного смешения цветов и приведен пример аддитивного смешения излучения светодиодов.

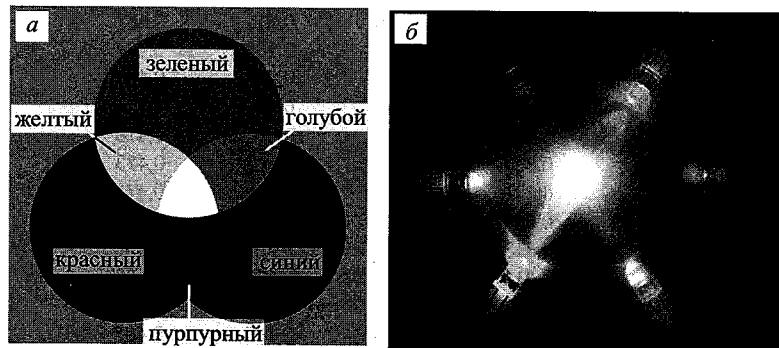


Рис. 19.1. Принцип аддитивного смешения трех основных цветов (а). Аддитивное смешение излучения светодиодов (б)

Определим координаты цветности источников, излучающих свет в трех дискретных диапазонах длин волн. Считаем, что ширина спектра каждого источника намного уже любой из трех функций согласования цветов. Рассмотрим три источника со спектральными плотностями мощности излучения  $P_1(\lambda)$ ,  $P_2(\lambda)$ ,  $P_3(\lambda)$  с максимумами интенсивности на длинах волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ . Предположим, что координаты цветности этих трех источников излучений определяются как  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$ ,

$(x_3, y_3)$ . Тогда результирующий цвет можно описать следующими тремя параметрами цветности:

$$X = \int_{\lambda} \bar{x}(\lambda) \cdot P_1(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} \bar{x}(\lambda) \cdot P_2(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} \bar{x}(\lambda) \cdot P_3(\lambda) d\lambda \approx \bar{x}(\lambda_1) P_1 + \bar{x}(\lambda_2) P_2 + \bar{x}(\lambda_3) P_3; \quad (19.1)$$

$$Y = \int_{\lambda} \bar{y}(\lambda) \cdot P_1(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} \bar{y}(\lambda) \cdot P_2(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} \bar{y}(\lambda) \cdot P_3(\lambda) d\lambda \approx \bar{y}(\lambda_1) P_1 + \bar{y}(\lambda_2) P_2 + \bar{y}(\lambda_3) P_3; \quad (19.2)$$

$$Z = \int_{\lambda} \bar{z}(\lambda) \cdot P_1(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} \bar{z}(\lambda) \cdot P_2(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda} \bar{z}(\lambda) \cdot P_3(\lambda) d\lambda \approx \bar{z}(\lambda_1) P_1 + \bar{z}(\lambda_2) P_2 + \bar{z}(\lambda_3) P_3. \quad (19.3)$$

где  $P_1, P_2, P_3$  — оптические мощности трех излучателей. Используя соотношения

$$L_1 = \bar{x}(\lambda_1) P_1 + \bar{y}(\lambda_1) P_1 + \bar{z}(\lambda_1) P_1; \quad (19.4)$$

$$L_2 = \bar{x}(\lambda_2) P_2 + \bar{y}(\lambda_2) P_2 + \bar{z}(\lambda_2) P_2; \quad (19.5)$$

$$L_3 = \bar{x}(\lambda_3) P_3 + \bar{y}(\lambda_3) P_3 + \bar{z}(\lambda_3) P_3, \quad (19.6)$$

из уравнений (19.1)–(19.3) найдем координаты цветности комбинационного цвета:

$$x = \frac{x_1 L_1 + x_2 L_2 + x_3 L_3}{L_1 + L_2 + L_3}, \quad (19.7)$$

$$y = \frac{y_1 L_1 + y_2 L_2 + y_3 L_3}{L_1 + L_2 + L_3}. \quad (19.8)$$

Из этих выражений видно, что координаты цветности многокомпонентного света являются *линейными комбинациями координат цветности* каждого источника с весовыми коэффициентами  $L_i$ .

Принцип смешения цветов показан на рис. 19.2. Смешиваются два цвета с координатами цветности  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$ . Для данного случая  $L_3 = P_3 = 0$ . Результирующий цвет расположен на прямой линии, соединяющей координаты цветности двух источников света. Следовательно, *любой* цвет (включая белый), расположенный между двумя точками на цветовой диаграмме, может быть получен смешением этих двух цветов.

На рис. 19.2 также показано смешение *трех* цветов, расположенных в красной, зеленой и синей областях цветовой диаграммы. Три выбранные точки на диаграмме соответствуют излучению светодиодов красного, зеленого и синего свечения. Область внутри треугольника

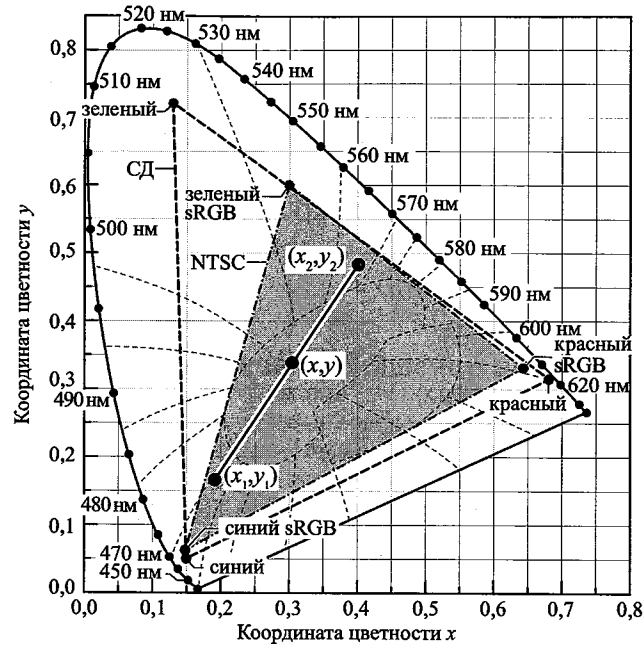


Рис. 19.2. Принцип смешения цветов. Рассматриваются два источника света с координатами цветности  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$ . Результирующий цвет расположен в точке с координатами  $(x, y)$ . На цветовой диаграмме также показана треугольная область, называемая цветовой гаммой. Любой цвет из этой области может быть получен при аддитивном смешении излучения светодиодов красного, зеленого и голубого свечения. По стандарту sRGB красный, зеленый и синий цвета расположены соответственно в точках с координатами цветности:  $(x_r = 0,64, y_r = 0,33)$ ,  $(x_g = 0,30, y_g = 0,60)$ ,  $(x_b = 0,15, y_b = 0,06)$ . Стандарт sRGB похож на стандарт NTSC

из штриховых линий, соединяющих эти три точки между собой, называется *цветовой гаммой*, поскольку все цвета внутри этой области могут быть получены смешением трех основных цветов: красного, зеленого и синего. Способность воспроизведения как можно большего числа цветов является одной из важных характеристик мониторов. Чем больше область цветовой гаммы, тем выше качество экрана.

Цветовая гамма представляет собой полную совокупность цветов, которую можно получить из набора исходных цветов, на цветовой диаграмме она отображается в виде многоугольника. В случае *трех* исходных основных цветов гамма имеет вид *треугольника*, что и показано на рис. 19.2. Все цвета, получаемые при аддитивном смешивании основных цветов гаммы, соответствующих вершинам многоугольника, всегда располагаются внутри нее.

Знание того, как происходит смешение цветов, помогает понять расположение различных светодиодов на цветовой диаграмме. Граница диаграммы в области красных цветов является практически *прямой линией*, поэтому светодиоды красного свечения, несмотря на тепловое уширение спектра, располагаются на этой границе. Поскольку в области зеленых цветов диаграмма обладает сильно выраженной кривизной, светодиоды зеленого свечения из-за спектрального расширения смещаются от границы к центру диаграммы.

## 19.2. Цветопередача

Другой важной характеристикой источников белого света является их способность передавать реальные цвета физических объектов, например фруктов, растений или игрушек, освещаемых этими источниками. Способность источника излучения передавать все цвета освещаемого объекта определяется его *индексом цветопередачи* (CRI) (Wysocki, Stiles, 1982; MacAdam, 1993; Berger-Schunn, 1994; CIE, 1995).

На рис. 19.3 приведен пример физического объекта (картины художника-импрессиониста О. Ренуара), освещенного двумя разными источниками света, обладающими высоким и низким индексами цветопередачи. При источнике света с высоким индексом цветопередачи цвета на картине кажутся более насыщенными и живыми по сравнению со случаем источника света с низким индексом цветопередачи. Характеристики цветопередачи источников особенно существенны, если они используются в целях освещения, т.е. когда важно правильно отобразить цвета объектов, например в музеях, домах и офисах. Этот параметр становится менее существенным в случаях применения осветительных приборов на улицах и парковках. При использовании источников в качестве индикаторных ламп и других указательных устройств параметр совсем теряет свое значение.

Оценка способности *тестируемого источника излучения* к передаче цветов производится его сравнением с *эталонным источником света*. По рекомендации МКО (CIE, 1995) для проведения расчетов эталонный источник выбирается исходя из следующих соображений.

Если координаты цветности тестового источника лежат на кривой Планка, то эталонный источник должен быть абсолютно черным телом, имеющим ту же цветовую температуру, что и тестируемый излучатель.

Если координаты цветности тестового источника не принадлежат кривой Планка, то эталонный источник должен быть абсолютно черным телом, имеющим ту же коррелированную цветовую температуру, что и тестируемый излучатель.

В качестве эталонного можно использовать один из стандартных источников МКО (например D<sub>65</sub>).

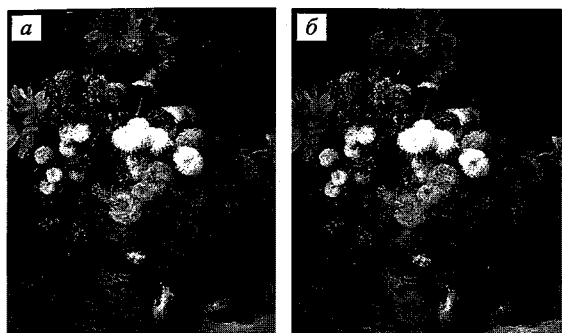


Рис. 19.3. Картина французского художника-импрессиониста Огюста Ренуара (1841–1919) «Цветы в вазе», освещаемая источником света с высоким (а) и низким (б) индексом цветопередачи

Идеальный случай — тестируемый и эталонный источники света имеют одинаковые координаты цветности и равные световые потоки.

Условились считать, что эталонный источник света обладает идеальными параметрами цветопередачи, т.е. его индекс цветопередачи  $CRI = 100$ . При этом исходили из того, что естественный дневной свет близок по параметрам к излучению абсолютно черного тела и поэтому по праву может быть отнесен к стандартным эталонным источникам света. Индексы цветопередачи реальных излучателей, отличных от эталонных источников света, всегда ниже 100. Отметим, что получаемые значения индексов цветопередачи сильно зависят от выбранного эталонного источника излучения. Поэтому при сравнении индекса цветопередачи разных источников света надо очень внимательно подходить к выбору эталонного излучателя.

Поскольку спектры излучения ламп накаливания и абсолютно черного тела близки, такие лампы обладают максимально возможными индексами цветопередачи. Поэтому с точки зрения цветопередачи лампы накаливания являются лучшими среди всех источников искусственного освещения. В этом и заключается причина того, что кварцевые галогенные лампы накаливания широко используются там, где необходима отличная передача цвета — в музеях, художественные галереи и магазины одежды. К недостаткам кварцевых галогенных ламп относится их высокое энергопотребление.

При экспериментальном определении индекса цветопередачи тестируемого источника помимо тестового и эталонного излучателей используют *эталонные отражающие поверхности*. Такowymi могут быть реальные объекты, например фрукты, цветы, дерево, мебель и одежда. Однако с целью обеспечения международной стандартизации при определении коэффициентов цветопередачи реальных излучателей применяется специальный набор из 14 цветных поверхностей. Этот набор из 14 цветов был выбран из гораздо большего набора цветов,

первоначально предложенного Альбертом Г. Манселлом, профессором, преподававшим в Рочестерском Технологическом Институте (Rochester, NY) в конце 1800-х — начале 1900-х гг. (Munsell, 1905; 2005; Billmeyer, 1987; Long, Lyke, 2001). Манселл ввел систему обозначения цветов, получившую название *цветовой системы Манселла*, позволяющую идентифицировать очень широкий диапазон цветов.

Методы расчета индекса цветопередачи (CRI) подробно обсуждаются в работах (Wyszecki, Stiles, 1982, 2000; CIE, 1995). МКО предложила следующую формулу для вычисления полного (суммарного) значения этого индекса:

$$CRI_{\text{general}} = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 CRI_i, \quad (19.9)$$

где  $CRI_i$  — частные индексы цветопередачи для восьми эталонных поверхностей, которые определяются по формуле

$$CRI_i = 100 - 4,6\Delta E_i^*, \quad (19.10)$$

где  $\Delta E_i^*$  — разность цветов эталонной поверхности при ее последовательном освещении эталонным и тестовым источниками излучения. Если эта разность равна нулю, индекс цветопередачи цвета объекта равен 100. Разность цветов  $\Delta E_i^*$ , часто называемая цветовым контрастом, играет ключевую роль в вычислении индекса цветопередачи, поэтому в последующих двух разделах будут подробно обсуждаться способы ее определения применительно к тестируемым источникам излучения, лежащим на кривой Планка и вне ее.

При выборе коэффициента 4,6 в формуле (19.10) исходили из того, чтобы при использовании в качестве тестового источника стандартной флуоресцентной лампы теплого белого света, а в качестве эталонного источника — абсолютно черного тела суммарный индекс цветопередачи должен быть приблизительно равен 60. Современные флуоресцентные лампы обладают более высокими значениями CRI (60–85) (Kendall, Scholand, 2001).

Эталонные отражающие поверхности, о которых упоминалось выше, определяются через их спектральную отражательную способность. На рис. 19.4 показаны спектры отражения восьми международных эталонов цвета, перечисленных в приложении 19.П1. Суммарный индекс цветопередачи вычисляется на основе измерений при использовании всех восьми эталонных поверхностей ( $i = 1 - 8$ ).

Иногда для более детального изучения способности излучателей воспроизводить цвета помимо восьми эталонных образцов (с номерами 1–8) применяют шесть дополнительных эталонных отражающих поверхностей (с номерами 9–14). Эти дополнительные поверхности характеризуются следующими цветами: 9 — интенсивный красный, 10 — интенсивный желтый, 11 — интенсивный зеленый, 12 —

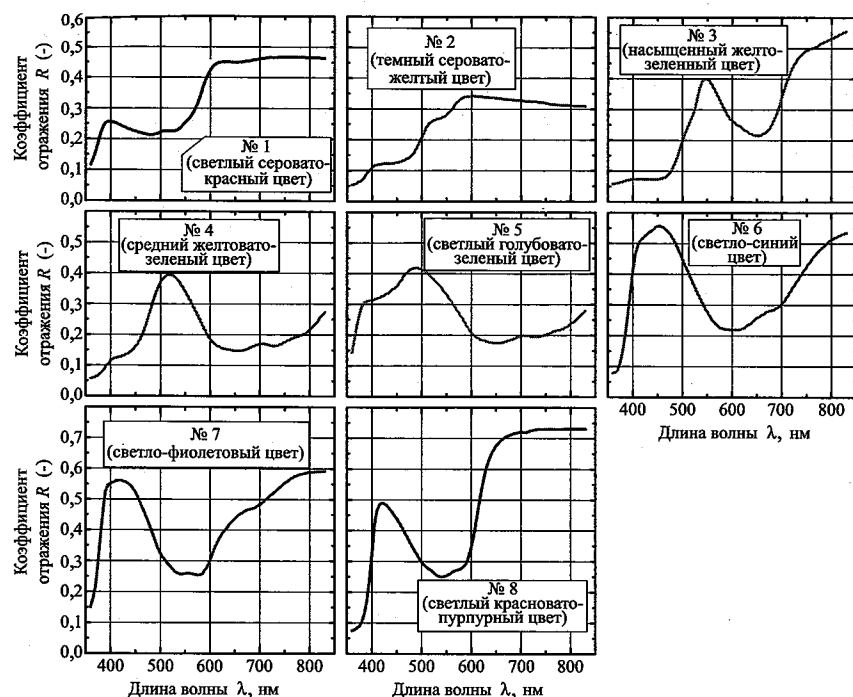


Рис. 19.4. Отражательная способность восьми эталонных цветовых поверхностей (МКО 1995)

фиолетово-синий, 13 — телесный цвет, 14 — цвет листьев на деревьях. На рис. 19.5 показаны спектры отражения и численные значения отражающей способности шести дополнительных эталонных отражающих поверхностей, перечисленных в приложении 19.П2. Видно, что спектры отражения шести дополнительных поверхностей с номерами 9–14 обладают более интенсивными цветами и сравнительно узкими пиками. Коэффициенты  $CRI_9$ – $CRI_{14}$  называются *частными индексами цветопередачи*.

Рис. 19.6 показывает, чем отличается *цветовая разность* тестируемого и эталонного источников излучения от разности отображаемых цветов эталонных поверхностей, освещаемых тестируемым и эталонным источниками. Приведенный пример источника соответствует некоторому отклонению тестируемого источника от кривой Планка. В качестве эталонного источника использовано абсолютно черное тело, ближе всего расположенное к точке с координатами цветности тестируемого источника. Следовательно, цветовая температура эталонного источника света равна коррелированной цветовой температуре испытуемого излучателя. В вычислениях индекса цветопередачи используются все четыре точки, показанные на рис. 19.6.

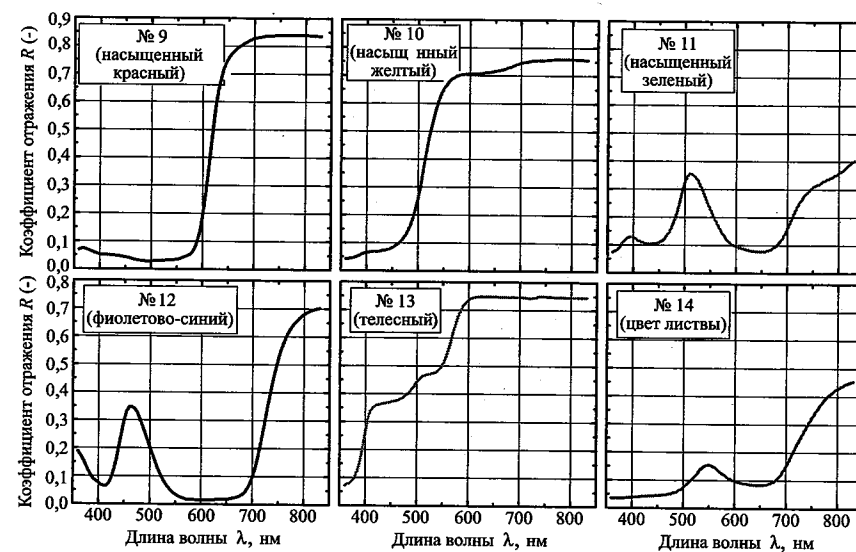


Рис. 19.5. Отражательная способность шести дополнительных эталонных отражающих поверхностей (МКО 1995)

Однако следует отметить, что термин «цвет», используемый МКО, не совсем соответствует понятию «цветность». Более полное определение цвета МКО включает в себя такие характеристики, как тональность, насыщенность и яркость. Тональность и насыщенность определяются расположением точек на цветовой диаграмме, а для графического представления яркости объекта или излучателя необходимо вводить третью ось, что и показано на рис. 19.7 в качестве иллюстрации. *Цветовая разность* физического объекта при его поочередном освещении эталонным и тестируемым источниками света, определяется *разностями цветности и яркости*, соответствующими геометрическим расстояниям между двумя точками на рис. 19.7. Такое представление цветности не является стандартом МКО и приведено здесь лишь с познавательной целью.

Введение МКО понятия *универсального цветового пространства* (CIE, 1986) было продиктовано необходимостью количественной оценки цвета с учетом характеристик цветности и яркости. Универсальное цветовое пространство должно обеспечивать прямую пропорциональность между цветовой разностью двух точек и геометрическим расстоянием между ними. Это значит, что цветовая разность в таком универсальном цветовом пространстве однозначно определяется расстоянием между двумя точками в нем. МКО ввела понятия двух трехмерных универсальных цветовых пространств, названных пространствами  $(L^*, u^*, v^*)$  и  $(L^*, a^*, b^*)$  (Wyszecki, Stiles, 2000; CIE, 1986). Ограничимся рассмотрением  $(L^*, u^*, v^*)$  — универсального цветового



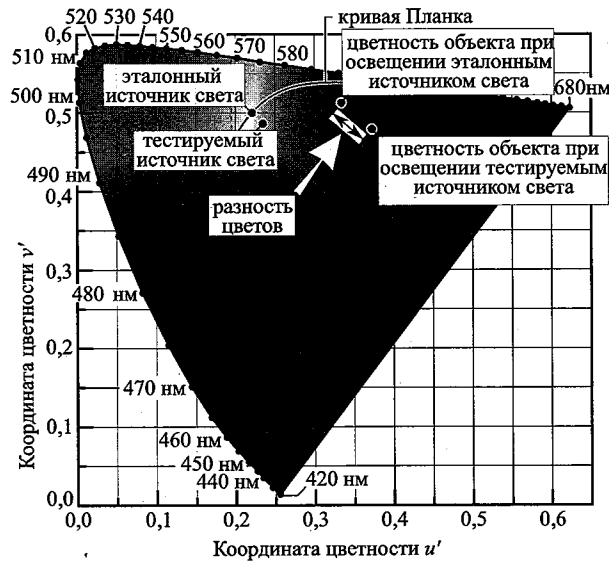


Рис. 19.6. Цветовая разность, возникающая в результате освещения объекта эталонным и тестируемым источниками. На равноконтрастной цветовой диаграмме МКО 1976 г. разность цветов прямо пропорциональна геометрическому расстоянию между двумя точками. Эталонный источник расположен на кривой Планка в точке, характеризующейся коррелированной цветовой температурой тестируемого источника света

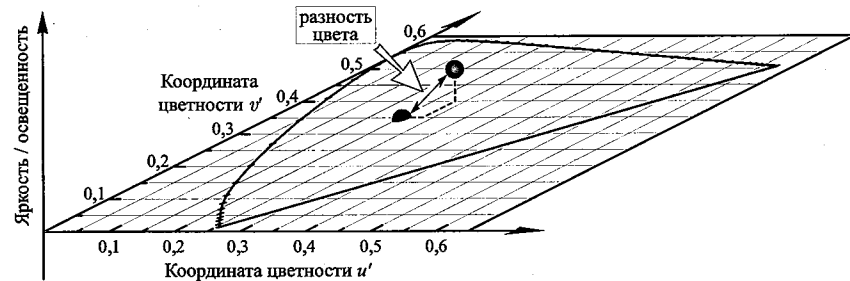


Рис. 19.7. Иллюстрация цветовой разности в трехмерном цветовом пространстве, состоящем из горизонтальной цветовой диаграммы и вертикальной оси яркости

пространства МКО. Данное пространство трехмерное в декартовой системе координат, две из которых координаты цветности ( $u^*$ ,  $v^*$ ), а третья представляет собой яркость источника или физического объекта. Универсальное цветовое пространство особенно подходит для количественной оценки цветовой разности.

Для более близкого знакомства с универсальным цветовым пространством ( $L^*$ ,  $u^*$ ,  $v^*$ ) рассмотрим пример, в котором эталонная отражающая поверхность  $i$  освещается эталонным источником белого света. Координаты  $L^*$ ,  $u^*$ ,  $v^*$ , определяющие цветовую разность объекта и эталонного излучателя, находятся из следующих соотношений:

$$L^* \Big|_{\text{ref}} = 116 \cdot (Y_{\text{ref},i}/Y_{\text{ref}})^{1/3} - 16, \quad (19.11a)$$

$$u^* \Big|_{\text{ref}} = 13 \cdot L^* (u_{\text{ref},i} - u_{\text{ref}}), \quad (19.11б)$$

$$v^* \Big|_{\text{ref}} = 13 \cdot L^* (v_{\text{ref},i} - v_{\text{ref}}), \quad (19.11в)$$

где  $Y_{\text{ref},i}$ ,  $u_{\text{ref},i}$  и  $v_{\text{ref},i}$  описывают цвет  $i$ -ой эталонной поверхности при ее освещении эталонным источником, а  $Y_{\text{ref}}$ ,  $u_{\text{ref}}$  и  $v_{\text{ref}}$  — цвет излучения эталонного источника белого света. Рассмотрим эталонную отражающую поверхность, освещаемую тестируемым источником белого света. В этом случае координаты  $L^*$ ,  $u^*$ ,  $v^*$ , определяющие цветовую разность цветов поверхности и тестируемого источника, находятся из соотношений

$$L^* \Big|_{\text{test}} = 116 \cdot (Y_{\text{test},i}/Y_{\text{test}})^{1/3} - 16, \quad (19.12a)$$

$$u^* \Big|_{\text{test}} = 13 \cdot L^* (u_{\text{test},i} - u_{\text{test}}), \quad (19.12б)$$

$$v^* \Big|_{\text{test}} = 13 \cdot L^* (v_{\text{test},i} - v_{\text{test}}), \quad (19.12в)$$

где  $Y_{\text{test},i}$ ,  $u_{\text{test},i}$  и  $v_{\text{test},i}$  описывают цвет  $i$ -ой эталонной поверхности при ее освещении тестируемым источником, а  $Y_{\text{test}}$ ,  $u_{\text{test}}$  и  $v_{\text{test}}$  — цвет излучения тестируемого источника белого света.

Разность цветов двух точек, расположенных в пространстве ( $L^*$ ,  $u^*$ ,  $v^*$ ), определяемом уравнениями (19.11) и (19.12), равна евклидову расстоянию между этими точками:

$$\Delta E^* = \sqrt{(\Delta L^*)^2 + (\Delta u^*)^2 + (\Delta v^*)^2}, \quad (19.13)$$

где

$$\Delta L^* = L^* \Big|_{\text{test}} - L^* \Big|_{\text{ref}}, \quad (19.14a)$$

$$\Delta u^* = u^* \Big|_{\text{test}} - u^* \Big|_{\text{ref}}, \quad (19.14б)$$

$$\Delta v^* = v^* \Big|_{\text{test}} - v^* \Big|_{\text{ref}}. \quad (19.14в)$$

Расчет индексов цветопередачи будет подробно рассмотрен в двух последующих разделах.

В табл. 19.1 приведены значения суммарных индексов цветопередачи наиболее распространенных источников света. Представлены данные для нескольких типов светодиодов: двухцветных и трехцветных светодиодов белого свечения, а также для светодиодов белого свечения, созданных с применением люминофоров. Устройства с индексом цветопередачи в диапазоне 90–100 пригодны для применения в любых

осветительных системах. Если устройства обладают индексом цветопередачи от 70 до 90, их можно использовать во многих стандартных системах освещения. Устройства с индексом цветопередачи менее 70 считаются низкокачественными.

Таблица 19.1. Значения суммарных индексов цветопередачи наиболее распространенных источников света

Источник света	Индекс цветопередачи	
	Индекс	Класс
Солнечный свет	100	А
Кварцевые галогенные лампы с вольфрамовой нитью накаливания	100	Б
Лампы с вольфрамовой нитью накаливания	100	Б
Флуоресцентные лампы	60–95	Б
Трехцветные светодиоды белого свечения	60–95	Б, В
СД белого свечения на основе люминофоров	55–85	Б, В
Двухцветные светодиоды белого свечения	10–60	Б, В
Ртутные лампы, покрытые люминофором	50	Б
Ртутные лампы	33	Б
Натриевые лампы высокого и низкого давления	10 и 22	Б
Зеленый монохроматический свет	–50	В

**Примечание.** Эталонные источники: А — солнечный свет; Б — свет лампы накаливания с коррелированной цветовой температурой; В — источник D<sub>65</sub>; использованы некоторые данные из работы (Kendall, Scholand, 2001).

### 19.3. Индекс цветопередачи для излучателей, расположенных на кривой Планка

Приведенные ниже расчеты позволяют найти значение  $\Delta E_i^*$ , которое в соответствии с уравнением (19.10) необходимо для определения индекса цветопередачи тестируемого источника. Такие расчеты справедливы для испытуемых излучателей, расположенных либо непосредственно на кривой Планка, либо на очень небольшом расстоянии от нее. Формулы взяты из работы (Wyszecki, Stiles, 1982) и публикации МКО (СІЕ, 1995). Величина  $\Delta E_i^*$ , являющаяся цветовой разностью эталонной поверхности при ее освещении эталонным и тестируемым источниками находится по формуле

$$\Delta E_i^* = \sqrt{(\Delta L^*)^2 + (\Delta u^*)^2 + (\Delta v^*)^2}, \quad (19.15)$$

где

$$\Delta L^* = L_{ref}^* - L_{test}^* = \left[ 116 \left( \frac{Y_{ref,i}}{Y_{ref}} \right)^{1/3} - 16 \right] - \left[ 116 \left( \frac{Y_{test,i}}{Y_{ref}} \right)^{1/3} - 16 \right], \quad (19.16)$$

$$\Delta u^* = u_{ref}^* - u_{test}^* = 13L_{ref}^* (u_{ref,i} - u_{ref}) - 13L_{test}^* (u_{test,i} - u_{ref}), \quad (19.17)$$

$$\Delta v^* = v_{ref}^* - v_{test}^* = 13L_{ref}^* (v_{ref,i} - v_{ref}) - 13L_{test}^* (v_{test,i} - v_{ref}), \quad (19.18)$$

$$u = \frac{4X}{X + 15Y + 3Z}, \quad v = \frac{6Y}{X + 15Y + 3Z}. \quad (19.19)$$

Отметим, что  $u$  и  $v$  вычисляются по параметрам спектра эталонного источника (индекс ref), по спектру излучения эталонного источника, отраженного от эталонной поверхности (индекс ref,  $i$ ) и по спектру излучения тестируемого источника, отраженного от эталонной поверхности (индекс test,  $i$ ).

Для получения максимально возможного значения индекса цветопередачи тестируемого источника света при его вычислении по приведенным формулам координаты цветности и световой поток его и эталонного источника должны быть идентичными, т. е. необходимо соблюдать следующие условия:  $u_{test} = u_{ref}$ ,  $v_{test} = v_{ref}$ ,  $Y_{test} = Y_{ref}$ .

В формулах (19.9)–(19.19), используемых для вычисления индекса цветопередачи, учитывается способность тестируемого источника передавать не только цветность физических объектов ( $\Delta u^*$ ,  $\Delta v^*$ ), но и яркость этих объектов ( $\Delta L^*$ ). Данный способ определения индекса цветопередачи основан на предположении, что эталонный источник передает реальную цветность и яркость, т. е. реальные цвета физических объектов.

Расчет индекса цветопередачи при помощи формул (19.16)–(19.19) не дает однозначных результатов. Числовые коэффициенты в этих формулах определялись на основе экспериментов со многими людьми. Однако, как показывает опыт, эти коэффициенты нельзя считать оптимальными (Wyszecki, Stiles, 1982).

### 19.4. Индексы цветопередачи для источников света, расположенных вне кривой Планка

Следующие расчеты справедливы для тестируемых источников света, расположенных за пределами кривой Планка. Метод расчета, приведенный здесь, описан в публикации (МКО, 1995). В нем учитывается *адаптивный сдвиг цвета*, возникающий из-за способности человека к *цветовой адаптации*.

Под цветовой адаптацией понимается способность человека приспосабливаться к определенным условиям внешнего освещения без существенной потери цветового восприятия. Рассмотрим следующий пример. Комната освещается при помощи источника желтого цвета, считающегося низкокачественным осветительным устройством. Поскольку

в спектре такого излучателя почти отсутствует излучение коротких длин волн (фиолетового, синего и голубого цветов), его координаты цветности расположены за пределами кривой Планка. Однако вошедшему в эту комнату через некоторое время, называемое временем адаптации (обычно порядка нескольких десятков минут), цвета окружающих предметов начинают казаться гораздо более естественными, чем когда он только что зашел в нее.

Если индекс цветопередачи излучателей вне кривой Планка вычислять способом, предложенным в предыдущем разделе, он получится очень низким. Однако, как показывают опыты с людьми, в действительности такие источники могут обладать намного лучшей цветопередачей, поскольку, благодаря цветовой адаптации, цвета предметов, освещаемых источниками света вне кривой Планка (но все же недалеко от нее) могут казаться человеку живыми и естественными. Для преодоления этого противоречия и получения реальных значений индекса цветопередачи МКО предложила альтернативный способ его расчета (CIE, 1995), в котором учитывается способность человека к цветовой адаптации, происходящей за счет адаптивного цветового сдвига тестируемого источника излучения в сторону соответствующего эталонного излучателя Планка.

Экспериментально было доказано, что качество источников белого света резко снижается при удалении их координат цветности на цветовой диаграмме,  $x$  и  $y$ , от кривой Планка более чем на 0,01. Эта величина соответствует размерам приблизительно четырех эллипсов МакАдама — стандарту, принятому для осветительных приборов (Duggal, 2005). Однако следует отметить, что критерий «отклонения на 0,01» является необходимым, но недостаточным для получения высококачественных источников освещения.

Расчет начинается с определения координат цветности эталонного и тестируемого источников света на равноконтрастной цветовой диаграмме, а также координат цветности эталонных отражающих поверхностей при их освещении эталонным и тестируемым источниками, т. е.  $(u_{ref}, v_{ref})$ ,  $(u_{test}, v_{test})$ ,  $(u_{ref,i}, v_{ref,i})$ ,  $(u_{test,i}, v_{test,i})$ .

Для нахождения адаптивного цветового сдвига координаты  $(u, v)$  в парах значений  $(u_{ref}, v_{ref})$ ,  $(u_{test}, v_{test})$ ,  $(u_{test,i}, v_{test,i})$  преобразуются в координаты  $(c, d)$  при помощи следующих формул:

$$c = \frac{4 - u - 10v}{v}, \quad (19.20)$$

$$d = \frac{(1,708v + 0,404 - 1,481u)}{v}. \quad (19.21)$$

Отметим, что за этими двумя уравнениями скрываются шесть выражений, преобразующих  $(u_{ref}, v_{ref})$ ,  $(u_{test}, v_{test})$ ,  $(u_{test,i}, v_{test,i})$  в  $(c_{ref}, d_{ref})$ ,  $(c_{test}, d_{test})$ ,  $(c_{test,i}, d_{test,i})$ , по которым и находят координаты цветности

эталонных поверхностей после адаптивного цветового сдвига:

$$u_{test,i}^{**} = \frac{10,872 + 0,404 \frac{c_{ref}}{c_{test}} c_{test,i} - 4 \frac{d_{ref}}{d_{test}} d_{test,i}}{16,518 + 1,481 \frac{c_{ref}}{c_{test}} c_{test,i} - \frac{d_{ref}}{d_{test}} d_{test,i}}, \quad (19.22)$$

$$v_{test,i}^{**} = \frac{5,520}{16,518 + 1,481 \frac{c_{ref}}{c_{test}} c_{test,i} - \frac{d_{ref}}{d_{test}} d_{test,i}}. \quad (19.23)$$

Соответственно, координаты цветности тестируемого излучателя после адаптивного цветового сдвига находятся по формулам

$$u_{test}^{**} = \frac{10,872 + 0,404 c_{ref} - 4 d_{ref}}{16,518 + 1,481 c_{ref} - d_{ref}} = u_{ref}, \quad (19.24)$$

$$v_{test}^{**} = \frac{5,520}{16,518 + 1,481 c_{ref} - d_{ref}} = v_{ref}. \quad (19.25)$$

Значения  $u_{test}^{**}$  и  $v_{test}^{**}$  — координаты цветности источника света, учитывающие адаптивный цветовой сдвиг (отметим еще раз, что  $u_{test}^{**} = u_{ref}$ ,  $v_{test}^{**} = v_{ref}$ ). Теперь с помощью координат в универсальном цветовом пространстве можно найти искомую величину цветовой разности:

$$\Delta E_i^* = \sqrt{(\Delta L^{**})^2 + (\Delta u^{**})^2 + (\Delta v^{**})^2}, \quad (19.26)$$

где

$$\Delta L^{**} = L_{ref,i}^{**} - L_{test,i}^{**} = [25 (Y_{ref,i})^{1/3} - 17] - [25 (Y_{test,i})^{1/3} - 17], \quad (19.27)$$

$$\Delta u^{**} = u_{ref,i}^{***} - u_{test,i}^{***} = 13 L_{ref,i}^{**} (u_{ref,i} - u_{ref}) - 13 L_{test,i}^{**} (u_{test,i}^{**} - u_{test}^{**}), \quad (19.28)$$

$$\Delta v^{**} = v_{ref,i}^{***} - v_{test,i}^{***} = 13 L_{ref,i}^{**} (v_{ref,i} - v_{ref}) - 13 L_{test,i}^{**} (v_{test,i}^{**} - v_{test}^{**}). \quad (19.29)$$

Отметим, что по рекомендации МКО расчет требует, чтобы  $Y_{ref} = Y_{test} = 100$  (CIE, 1995). Используя полученные значения  $\Delta E_i^*$ , по формулам (19.9) и (19.10) находят суммарный индекс цветопередачи. Для получения полного представления о цветопередаче источников освещения прибегают к нахождению частных индексов цветопередачи  $CRI_i$  ( $i = 9-14$ ).

#### Упражнение. Цветопередача

На цвет физических объектов, воспринимаемый человеком, сильно влияют источники света, их освещающие. Некоторые осветители передают натуральные цвета объектов (точная цветопередача), тогда как другие искажают цвета (плохая цветопередача).

а. Каким будет цвет желтого банана при его освещении светодиодами красного свечения?

б. Какого цвета зеленый банан при его освещении светодиодами желтого свечения?

в. Будет ли полезно продавцам магазинов подсвечивать мясо светодиодами красного свечения, бананы — светодиодами желтого свечения, а апельсины — светодиодами оранжевого свечения?

г. Можно ли при помощи осветительных устройств сделать так, чтобы два объекта разных цветов казались одного и того же цвета?

д. Почему, несмотря на низкий индекс цветопередачи, натриевые лампы низкого давления все же используются на практике?

е. Каковы преимущества и недостатки применения светодиодов зеленого свечения в осветительных системах?

**Решение.** а. Красный. б. Желтый. в. Да, но честно ли это. г. Да. д. Из-за их высокой светоотдачи (и низкого потребления электроэнергии). е. Высокая световая эффективность, но плохая цветопередача.

### Библиографический список

- Berger-Schunn A. *Practical Color Measurement* (John Wiley and Sons, New York, 1994)
- Billmeyer Jr. F. W. "Survey of color order systems" *Color Res. Appl.* **12**, 173 (1987)
- CIE publication No. 15 (E.1.3.1) 1971: *Colorimetry* this publication was updated in 1986 to CIE Publication 15.2 *Colorimetry* (CIE, Vienna, Austria, 1986)
- CIE publication No. 13.3 *Method of Measuring and Specifying Color-Rendering of Light Sources* (see also www.cie.co.at) (CIE, Vienna, Austria, 1995)
- Duggal A. R. "Organic electroluminescent devices for solid-state lighting" in *Organic Electro-luminescence* edited by Z. H. Kafafi (Taylor and Francis Group, Boca Raton, Florida, 2005)
- Kendall M. and Scholand M. *Energy Savings Potential of Solid State Lighting in General Lighting Applications* available to the public from National Technical Information Service (NTIS), US Department of Commerce, 5285 Port Royal Road, Springfield, Virginia 22161 (2001)
- Long J. and Luke J. T. *The New Munsell Student Color Set* 2nd ring-bound edition (Fairchild Books and Visuals, New York, 2001)
- MacAdam D. L. (Editor) *Colorimetry – Fundamentals* (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, 1993)
- Munsell A. H. *A Color Notation – An Illustrated System Defining All Colors and Their Relations by Measured Scales of Hue, Value, and Chroma* (G. H. Ellis, Boston, 1905)
- Munsell *Munsell Book of Color, Matte Edition* is available through Gretag-Macbeth Corporation, gretagmacbeth.com and munsell.com (Regensdorf, Switzerland, 2005)
- Wysecki G. and Stiles W. S. *Color Science – Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae* 2nd edition (John Wiley and Sons, New York, 1982)
- Wysecki G. and Stiles W. S. *Color Science – Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae* 2nd edition "Wiley Classics Library" (John Wiley and Sons, New York, 2000)

### Приложение 19.П1

#### Отражательная способность эталонных цветов

Численные значения спектральной отражательной способности  $R_i(\lambda)$  эталонных отражающих поверхностей TCS ( $i = 1-8$ ) (CIE, 1974), используемых для вычисления суммарного индекса цветопередачи (CIE, 1995)

$\lambda$ , нм	$R_1(-)$	$R_2(-)$	$R_3(-)$	$R_4(-)$	$R_5(-)$	$R_6(-)$	$R_7(-)$	$R_8(-)$
360	0,116	0,053	0,058	0,057	0,143	0,079	0,150	0,075
365	0,136	0,055	0,059	0,059	0,187	0,081	0,177	0,078
370	0,159	0,059	0,061	0,062	0,233	0,089	0,218	0,084
375	0,190	0,064	0,063	0,067	0,269	0,113	0,293	0,090
380	0,219	0,070	0,065	0,074	0,295	0,151	0,378	0,104
385	0,239	0,079	0,068	0,083	0,306	0,203	0,459	0,129
390	0,252	0,089	0,070	0,093	0,310	0,265	0,524	0,170
395	0,256	0,101	0,072	0,105	0,312	0,339	0,546	0,240
400	0,256	0,111	0,073	0,116	0,313	0,410	0,551	0,319
405	0,254	0,116	0,073	0,121	0,315	0,464	0,555	0,416
410	0,252	0,118	0,074	0,124	0,319	0,492	0,559	0,462
415	0,248	0,120	0,074	0,126	0,322	0,508	0,560	0,482
420	0,244	0,121	0,074	0,128	0,326	0,517	0,561	0,490
425	0,240	0,122	0,073	0,131	0,330	0,524	0,558	0,488
430	0,237	0,122	0,073	0,135	0,334	0,531	0,556	0,482
435	0,232	0,122	0,073	0,139	0,339	0,538	0,551	0,473
440	0,230	0,123	0,073	0,144	0,346	0,544	0,544	0,462
445	0,226	0,124	0,073	0,151	0,352	0,551	0,535	0,450
450	0,225	0,127	0,074	0,161	0,360	0,556	0,522	0,439
455	0,222	0,128	0,075	0,172	0,369	0,556	0,506	0,426
460	0,220	0,131	0,077	0,186	0,381	0,554	0,488	0,413
465	0,218	0,134	0,080	0,205	0,394	0,549	0,469	0,397
470	0,216	0,138	0,085	0,229	0,403	0,541	0,448	0,382
475	0,214	0,143	0,094	0,254	0,410	0,531	0,429	0,366
480	0,214	0,150	0,109	0,281	0,415	0,519	0,408	0,352
485	0,214	0,159	0,126	0,308	0,418	0,504	0,385	0,337
490	0,216	0,174	0,148	0,332	0,419	0,488	0,363	0,325
495	0,218	0,190	0,172	0,352	0,417	0,469	0,341	0,310
500	0,223	0,207	0,198	0,370	0,413	0,450	0,324	0,299
505	0,225	0,225	0,221	0,383	0,409	0,431	0,311	0,289
510	0,226	0,242	0,241	0,390	0,403	0,414	0,301	0,283
515	0,226	0,253	0,260	0,394	0,396	0,395	0,291	0,276
520	0,225	0,260	0,278	0,395	0,389	0,377	0,283	0,270
525	0,225	0,264	0,302	0,392	0,381	0,358	0,273	0,262
530	0,227	0,267	0,339	0,385	0,372	0,341	0,265	0,256
535	0,230	0,269	0,370	0,377	0,363	0,325	0,260	0,251
540	0,236	0,272	0,392	0,367	0,353	0,309	0,257	0,250
545	0,245	0,276	0,399	0,354	0,342	0,293	0,257	0,251
550	0,253	0,282	0,400	0,341	0,331	0,279	0,259	0,254
555	0,262	0,289	0,393	0,327	0,320	0,265	0,260	0,258
560	0,272	0,299	0,380	0,312	0,308	0,253	0,260	0,264
565	0,283	0,309	0,365	0,296	0,296	0,241	0,258	0,269
570	0,298	0,322	0,349	0,280	0,284	0,234	0,256	0,272
575	0,318	0,329	0,332	0,263	0,271	0,227	0,254	0,274
580	0,341	0,335	0,315	0,247	0,260	0,225	0,254	0,278

$\lambda$ , нм	$R_1$ (-)	$R_2$ (-)	$R_3$ (-)	$R_4$ (-)	$R_5$ (-)	$R_6$ (-)	$R_7$ (-)	$R_8$ (-)
585	0,367	0,339	0,299	0,229	0,247	0,222	0,259	0,284
590	0,390	0,341	0,285	0,214	0,232	0,221	0,270	0,295
595	0,409	0,341	0,272	0,198	0,220	0,220	0,284	0,316
600	0,424	0,342	0,264	0,185	0,210	0,220	0,302	0,348
605	0,435	0,342	0,257	0,175	0,200	0,220	0,324	0,384
610	0,442	0,342	0,252	0,169	0,194	0,220	0,344	0,434
615	0,448	0,341	0,247	0,164	0,189	0,220	0,362	0,482
620	0,450	0,341	0,241	0,160	0,185	0,223	0,377	0,528
625	0,451	0,339	0,235	0,156	0,183	0,227	0,389	0,568
630	0,451	0,339	0,229	0,154	0,180	0,233	0,400	0,604
635	0,451	0,338	0,224	0,152	0,177	0,239	0,410	0,629
640	0,451	0,338	0,220	0,151	0,176	0,244	0,420	0,648
645	0,451	0,337	0,217	0,149	0,175	0,251	0,429	0,663
650	0,450	0,336	0,216	0,148	0,175	0,258	0,438	0,676
655	0,450	0,335	0,216	0,148	0,175	0,263	0,445	0,685
660	0,451	0,334	0,219	0,148	0,175	0,268	0,452	0,693
665	0,451	0,332	0,224	0,149	0,177	0,273	0,457	0,700
670	0,453	0,332	0,230	0,151	0,180	0,278	0,462	0,705
675	0,454	0,331	0,238	0,154	0,183	0,281	0,466	0,709
680	0,455	0,331	0,251	0,158	0,186	0,283	0,468	0,712
685	0,457	0,330	0,269	0,162	0,189	0,286	0,470	0,715
690	0,458	0,329	0,288	0,165	0,192	0,291	0,473	0,717
695	0,460	0,328	0,312	0,168	0,195	0,296	0,477	0,719
700	0,462	0,328	0,340	0,170	0,199	0,302	0,483	0,721
705	0,463	0,327	0,366	0,171	0,200	0,313	0,489	0,720
710	0,464	0,326	0,390	0,170	0,199	0,325	0,496	0,719
715	0,465	0,325	0,412	0,168	0,198	0,338	0,503	0,722
720	0,466	0,324	0,431	0,166	0,196	0,351	0,511	0,725
725	0,466	0,324	0,447	0,164	0,195	0,364	0,518	0,727
730	0,466	0,324	0,460	0,164	0,195	0,376	0,525	0,729
735	0,466	0,323	0,472	0,165	0,196	0,389	0,532	0,730
740	0,467	0,322	0,481	0,168	0,197	0,401	0,539	0,730
745	0,467	0,321	0,488	0,172	0,200	0,413	0,546	0,730
750	0,467	0,320	0,493	0,177	0,203	0,425	0,553	0,730
755	0,467	0,318	0,497	0,181	0,205	0,436	0,559	0,730
760	0,467	0,316	0,500	0,185	0,208	0,447	0,565	0,730
765	0,467	0,315	0,502	0,189	0,212	0,458	0,570	0,730
770	0,467	0,315	0,505	0,192	0,215	0,469	0,575	0,730
775	0,467	0,314	0,510	0,194	0,217	0,477	0,578	0,730
780	0,467	0,314	0,516	0,197	0,219	0,485	0,581	0,730
785	0,467	0,313	0,520	0,200	0,222	0,493	0,583	0,730
790	0,467	0,313	0,524	0,204	0,226	0,500	0,585	0,731
795	0,466	0,312	0,527	0,210	0,231	0,506	0,587	0,731
800	0,466	0,312	0,531	0,218	0,237	0,512	0,588	0,731
805	0,466	0,311	0,535	0,225	0,243	0,517	0,589	0,731
810	0,466	0,311	0,539	0,233	0,249	0,521	0,590	0,731
815	0,466	0,311	0,544	0,243	0,257	0,525	0,590	0,731
820	0,465	0,311	0,548	0,254	0,265	0,529	0,590	0,731
825	0,464	0,311	0,552	0,264	0,273	0,532	0,591	0,731
830	0,464	0,310	0,555	0,274	0,280	0,535	0,592	0,731

## Приложение 19.П2

## Отражательная способность эталонных цветов

Численные значения спектральной отражательной способности  $R_i(\lambda)$  эталонных отражающих поверхностей TCS ( $i = 9-14$ ) (CIE, 1974), используемых для вычисления частных индексов цветопередачи (CIE, 1995)

$\lambda$ , нм	$R_9$ (-)	$R_{10}$ (-)	$R_{11}$ (-)	$R_{12}$ (-)	$R_{13}$ (-)	$R_{14}$ (-)
360	0,069	0,042	0,074	0,189	0,071	0,036
365	0,072	0,043	0,079	0,175	0,076	0,036
370	0,073	0,045	0,086	0,158	0,082	0,036
375	0,070	0,047	0,098	0,139	0,090	0,036
380	0,066	0,050	0,111	0,120	0,104	0,036
385	0,062	0,054	0,121	0,103	0,127	0,036
390	0,058	0,059	0,127	0,090	0,161	0,037
395	0,055	0,063	0,129	0,082	0,211	0,038
400	0,052	0,066	0,127	0,076	0,264	0,039
405	0,052	0,067	0,121	0,068	0,313	0,039
410	0,051	0,068	0,116	0,064	0,341	0,040
415	0,050	0,069	0,112	0,065	0,352	0,041
420	0,050	0,069	0,108	0,075	0,359	0,042
425	0,049	0,070	0,105	0,093	0,361	0,042
430	0,048	0,072	0,104	0,123	0,364	0,043
435	0,047	0,073	0,104	0,160	0,365	0,044
440	0,046	0,076	0,105	0,207	0,367	0,044
445	0,044	0,078	0,106	0,256	0,369	0,045
450	0,042	0,083	0,110	0,300	0,372	0,045
455	0,041	0,088	0,115	0,331	0,374	0,046
460	0,038	0,095	0,123	0,346	0,376	0,047
465	0,035	0,103	0,134	0,347	0,379	0,048
470	0,033	0,113	0,148	0,341	0,384	0,050
475	0,031	0,125	0,167	0,328	0,389	0,052
480	0,030	0,142	0,192	0,307	0,397	0,055
485	0,029	0,162	0,219	0,282	0,405	0,057
490	0,028	0,189	0,252	0,257	0,416	0,062
495	0,028	0,219	0,291	0,230	0,429	0,067
500	0,028	0,262	0,325	0,204	0,443	0,075
505	0,029	0,305	0,347	0,178	0,454	0,083
510	0,030	0,365	0,356	0,154	0,461	0,092
515	0,030	0,416	0,353	0,129	0,466	0,100
520	0,031	0,465	0,346	0,109	0,469	0,108
525	0,031	0,509	0,333	0,090	0,471	0,121
530	0,032	0,546	0,314	0,075	0,474	0,133
535	0,032	0,581	0,294	0,062	0,476	0,142
540	0,033	0,610	0,271	0,051	0,483	0,150
545	0,034	0,634	0,248	0,041	0,490	0,154
550	0,035	0,653	0,227	0,035	0,506	0,155
555	0,037	0,666	0,206	0,029	0,526	0,152
560	0,041	0,678	0,188	0,025	0,553	0,147
565	0,044	0,687	0,170	0,022	0,582	0,140
570	0,048	0,693	0,153	0,019	0,618	0,133
575	0,052	0,698	0,138	0,017	0,651	0,125
580	0,060	0,701	0,125	0,017	0,680	0,118

$\lambda$ , нм	$R_9$ (-)	$R_{10}$ (-)	$R_{11}$ (-)	$R_{12}$ (-)	$R_{13}$ (-)	$R_{14}$ (-)
585	0,076	0,704	0,114	0,017	0,701	0,112
590	0,102	0,705	0,106	0,016	0,717	0,106
595	0,136	0,705	0,100	0,016	0,729	0,101
600	0,190	0,706	0,096	0,016	0,736	0,098
605	0,256	0,707	0,092	0,016	0,742	0,095
610	0,336	0,707	0,090	0,016	0,745	0,093
615	0,418	0,707	0,087	0,016	0,747	0,090
620	0,505	0,708	0,085	0,016	0,748	0,089
625	0,581	0,708	0,082	0,016	0,748	0,087
630	0,641	0,710	0,080	0,018	0,748	0,086
635	0,682	0,711	0,079	0,018	0,748	0,085
640	0,717	0,712	0,078	0,018	0,748	0,084
645	0,740	0,714	0,078	0,018	0,748	0,084
650	0,758	0,716	0,078	0,019	0,748	0,084
655	0,770	0,718	0,078	0,020	0,748	0,084
660	0,781	0,720	0,081	0,023	0,747	0,085
665	0,790	0,722	0,083	0,024	0,747	0,087
670	0,797	0,725	0,088	0,026	0,747	0,092
675	0,803	0,729	0,093	0,030	0,747	0,096
680	0,809	0,731	0,102	0,035	0,747	0,102
685	0,814	0,735	0,112	0,043	0,747	0,110
690	0,819	0,739	0,125	0,056	0,747	0,123
695	0,824	0,742	0,141	0,074	0,746	0,137
700	0,828	0,746	0,161	0,097	0,746	0,152
705	0,830	0,748	0,182	0,128	0,746	0,169
710	0,831	0,749	0,203	0,166	0,745	0,188
715	0,833	0,751	0,223	0,210	0,744	0,207
720	0,835	0,753	0,242	0,257	0,743	0,226
725	0,836	0,754	0,257	0,305	0,744	0,243
730	0,836	0,755	0,270	0,354	0,745	0,260
735	0,837	0,755	0,282	0,401	0,748	0,277
740	0,838	0,755	0,292	0,446	0,750	0,294
745	0,839	0,755	0,302	0,485	0,750	0,310
750	0,839	0,756	0,310	0,520	0,749	0,325
755	0,839	0,757	0,314	0,551	0,748	0,339
760	0,839	0,758	0,317	0,577	0,748	0,353
765	0,839	0,759	0,323	0,599	0,747	0,366
770	0,839	0,759	0,330	0,618	0,747	0,379
775	0,839	0,759	0,334	0,633	0,747	0,390
780	0,839	0,759	0,338	0,645	0,747	0,399
785	0,839	0,759	0,343	0,656	0,746	0,408
790	0,839	0,759	0,348	0,666	0,746	0,416
795	0,839	0,759	0,353	0,674	0,746	0,422
800	0,839	0,759	0,359	0,680	0,746	0,428
805	0,839	0,759	0,365	0,686	0,745	0,434
810	0,838	0,758	0,372	0,691	0,745	0,439
815	0,837	0,757	0,380	0,694	0,745	0,444
820	0,837	0,757	0,388	0,697	0,745	0,448
825	0,836	0,756	0,396	0,700	0,745	0,451
830	0,836	0,756	0,403	0,702	0,745	0,454

## Глава 20

### ИСТОЧНИКИ БЕЛОГО СВЕТА НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДОВ

По мере повышения эффективности светодиодов растет число их возможных применений. Очень интересным направлением, имеющим большое экономическое значение для будущего, являются излучатели дневного света на основе светодиодов для домашнего и промышленного освещения. Возникла новая область техники — твердотельное или светодиодное освещение (SSL). Светодиоды — монохроматические источники света, однако на их основе можно создавать источники белого света. В этой главе будут рассмотрены способы получения белого света при помощи светодиодов, а в следующей — вопросы создания источников белого света на основе светодиодов и материалов, способных преобразовывать длины волн излучений. В работе (Bergh et al., 2001) подробно обсуждаются перспективы применения твердотельных осветительных приборов, а в книге (Žukauskas et al., 2002) рассматриваются технологические аспекты их создания<sup>1)</sup>.

Для использования в системах освещения источники должны обладать следующими свойствами: высокой эффективностью, высокой мощностью излучения, хорошей цветопередачей, высокой надежностью, низкой стоимостью производства и безопасностью для окружающей среды. Поскольку существующим светодиодам присущи все эти свойства, они уже сегодня весьма успешно соперничают с традиционными осветительными приборами — флуоресцентными лампами и лампами накаливания.

#### 20.1. Создание белого света при помощи светодиодов

Человеческий глаз воспринимает свет как *белый*, если все три группы рецепторов его сетчатки возбуждены в определенном соотношении. Координаты цветности белого света находятся в области, расположенной в центре цветовой диаграммы.

Получить белый свет можно на основе большого числа спектров излучения. Существует несколько способов создания белого света при помощи монохроматических излучателей видимого спектра. На рис. 20.1 показаны три из них, основанные на излучении светодиодов двух, трех и четырех цветов. Излучатели характеризуются следующими па-

<sup>1)</sup> См. также обзоры [1–3].

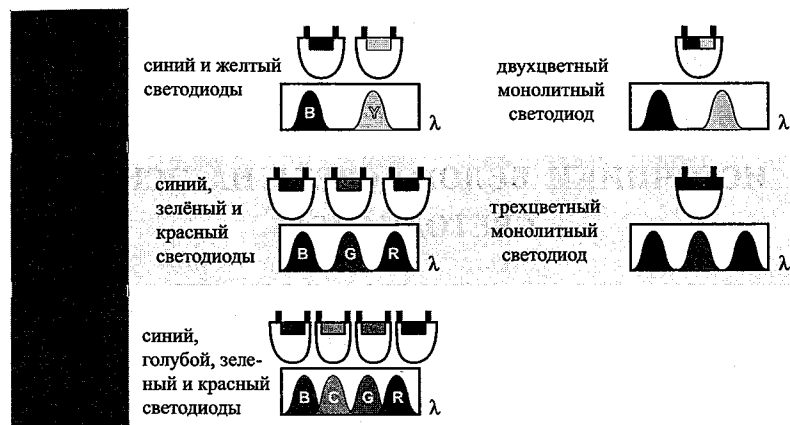


Рис. 20.1. Принцип создания однокристалльных и многокристалльных источников белого света на основе светодиодов двух, трех и четырех цветов

раметрами: световой отдачей, световой эффективностью излучения и цветопередачей.

Для мощных излучателей всегда желательно иметь высокие значения световой отдачи и световой эффективности излучения, тогда как требования к их цветопередаче определяются в основном областями применения. Высокие индексы цветопередачи, как правило, необходимы в высококачественных системах освещения, используемых в музеях, домах, офисах и складах.

При освещении улиц, парковок, лестничных пролетов и т. п. к источникам не предъявляются такие строгие требования по цветопередаче. А в случае освещения знаков, вывесок, различных указателей и т. п. значения коэффициентов цветопередачи световых источников и вовсе неважны.

При выборе источника белого света всегда приходится искать компромисс между его цветопередачей и световой эффективностью излучения. Двухцветные источники белого света, как правило, имеют самые высокие значения световой эффективности, но при этом наихудшую цветопередачу. Трехцветные излучатели обладают приемлемыми параметрами цветопередачи ( $CRI > 80$ ) и средними показателями световой эффективности (более 300 лм/Вт). Индексы цветопередачи четырехцветных источников белого света могут быть больше 90.

## 20.2. Создание белого света при помощи двухцветных источников

Белый свет можно получить несколькими способами. Один из них заключается в смешении излучения двух источников, обладающих узкими спектральными линиями, называемыми комплементарными дли-

нами волн или дополнительными цветами. Два дополнительных цвета, смешанных в определенной пропорции, воспринимаются человеческим глазом как белый цвет. На рис. 20.2 представлены длины волн комплементарных цветов.

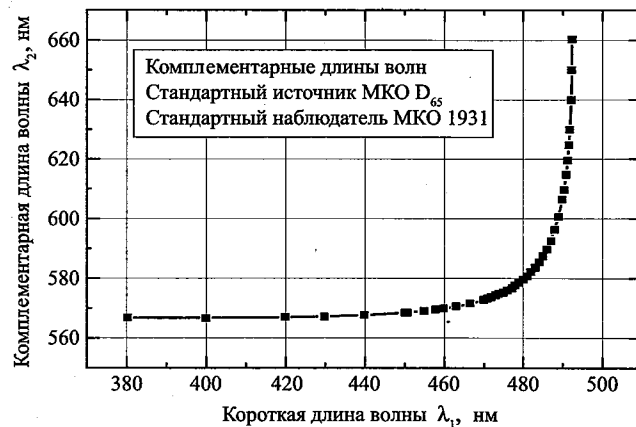


Рис. 20.2. Длины волн комплементарных монохроматических источников, воспринимаемых человеческим глазом при смешении в определенном соотношении как белый свет (Wyszecki, Stiles, 1982)

В табл. 20.1 приведены значения монохроматических комплементарных длин волн. Там же даны соотношения интенсивностей излучений, требуемых для получения излучения, координаты цветности которого совпадают с координатами стандартного источника света  $D_{65}$ . Координаты цветности осветителя  $D_{65}$ :  $x_{D_{65}} = 0,3138$ ,  $y_{D_{65}} = 0,3310$  (Wyszecki, Stiles, 1982)

Теперь проанализируем световую эффективность источника с двумя комплементарными спектральными линиями. Считаем, что из-за теплового расширения энергетическая ширина линий  $\Delta E$  равна их полной ширине на половине интенсивности излучения. Экспериментально было установлено, что в твердом растворе InGaN при комнатной температуре энергетическая ширина спектральной линии  $\Delta E$  составляет 2–10  $kT$  (при 300 К  $kT = 25,9$  мэВ). Предполагается, что обе линии излучения характеризуются нормальным распределением (распределением Гаусса), поэтому спектральную плотность мощности результирующего излучения можно описать уравнением<sup>1)</sup>

$$P(\lambda) = P_1 \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\lambda - \lambda_1}{\sigma_1} \right)^2} + P_2 \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\lambda - \lambda_2}{\sigma_2} \right)^2}, \quad (20.1)$$

<sup>1)</sup> Реальные спектры излучения светодиодов на основе InGaN заметно отличаются от распределения Гаусса [4, 5].

Таблица 20.1. Длины волн монохроматических комплементарных цветов, смешение которых дает свет стандартного источника МКО D<sub>65</sub>, воспринимаемый стандартным наблюдателем МКО 1931

Комплементарные длины волн, нм			Отношение интенсивностей излучений		
$\lambda_1$	$\lambda_2$	$P(\lambda_2)/P(\lambda_1)$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$P(\lambda_2)/P(\lambda_1)$
380	560,9	0,000642	460	565,9	1,53
390	560,9	0,00955	470	570,4	1,09
400	561,1	0,0785	475	575,5	0,812
410	561,3	0,356	480	584,6	0,562
420	561,7	0,891	482	591,1	0,482
430	562,2	1,42	484	602,1	0,440
440	562,9	1,79	485	611,3	0,457
450	564,0	1,79	486	629,6	0,668

где  $P_1$  и  $P_2$  — оптические мощности двух линий излучения,  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — длины волн пиков излучения. Стандартное отклонение  $\sigma$  определяется относительно полной ширины линии на половине интенсивности спектра излучения  $\Delta\lambda$ :

$$\sigma = \frac{\Delta\lambda}{2\sqrt{2\ln 2}} = \frac{\Delta\lambda}{2,355}. \quad (20.2)$$

Длины волн максимумов излучения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  выбираются из табл. 20.1. Из нее же находят требуемое отношение мощностей двух источников света. Хотя приведенные значения соответствуют строго монохроматическим источникам ( $\Delta\lambda \rightarrow 0$ ), эти данные можно использовать в качестве хорошего приближения для источников с умеренной шириной спектральных линий, к которым относятся светодиоды.

На рис. 20.3 показана световая эффективность излучения двухцветного источника. Видно, что максимальная световая эффективность 440 лм/Вт соответствует длине волны первого источника  $\lambda_1 = 445$  нм при  $\Delta E = 2kT$ . Высокие значения световой эффективности излучения таких приборов указывают на их огромный потенциал.

В работах (Guo et al., 1999; Sheu et al., 2002; Dalmaso et al., 2002; Li et al., 2003) описаны источники белого света, реализованные на принципе смешения двух комплементарных цветов. Один из них был построен на основе двух светодиодов, которые излучали свет на длинах волн голубой и желтой областях спектра. В другом источнике, представленном Гуо, для получения белого света использовался светодиод синего свечения на основе GaN, работающий в паре с полупроводниковым преобразователем длин волн AlInGaP. Шу реализовал

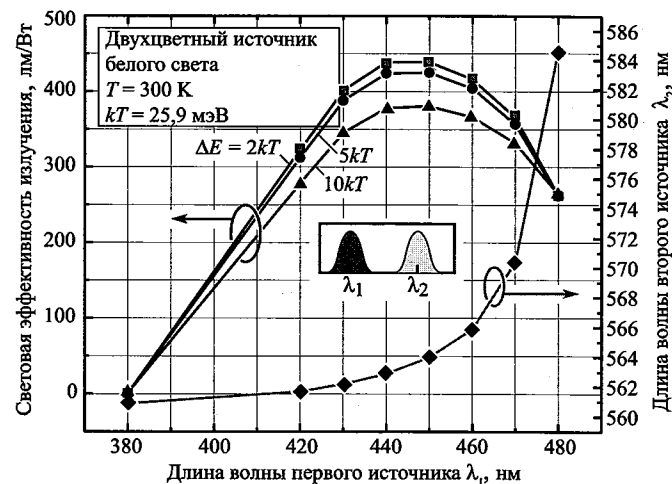


Рис. 20.3. Расчетные зависимости световой эффективности излучения двухцветного источника белого света (с координатами цветности, соответствующими положению на цветовой диаграмме стандартного излучателя D<sub>65</sub>) от длины волны первого источника для линий разной энергетической ширины. Приведены значения комплементарных длин волн второго источника (Li et al., 2003)

светодиод белого свечения с активной областью в виде одной квантовой ямы, легированной примесями двух типов — цинком и кремнием. В таком светодиоде излучение синего цвета формируется в квантовой яме вследствие межзонных переходов, в то время как желтоватое излучение возникает из-за переходов между донорными и акцепторными уровнями (D-A-переходы). Поскольку D-A-переходам соответствуют широкие спектральные линии, эти светодиоды отличаются хорошей цветопередачей. Далмассо продемонстрировал двухцветный светодиод, состоящий из двух близко расположенных активных областей InGaN внутри p-n-перехода. В нем наблюдается сильная зависимость спектра излучения от тока инжекции.

Ли и др. (Li et al., 2003) сообщили о создании светодиода на основе InGaN с двумя активными областями, разделенными тонким слоем GaN. Расчетные длины волн излучения данного светодиода равны 465 нм и 525 нм, его структура показана на рис. 20.4.

На рис. 20.5, а показан спектр фотолюминесценции двухцветного светодиода. На спектре выделяются две области излучения, центру одной из которых соответствует длина волны, приблизительно равная 465 нм, а центр другой приходится на длину волны 525 нм. При изменении плотности возбуждения положения двух пиков остаются неизменными. Однако при изменении плотности мощности лазерного возбуждения меняется отношение интенсивностей излучения двух пиков, что может быть объяснено конкуренцией двух каналов реком-



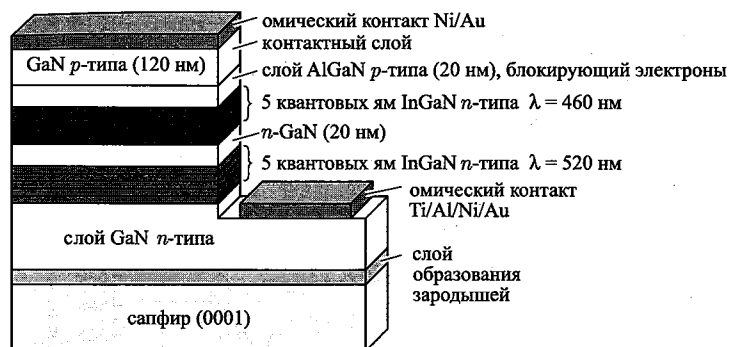


Рис. 20.4. Структура двухцветного светодиода с двумя активными областями (Li et al., 2003)

бинации (Li et al., 2003). Если пренебречь безызлучательной рекомбинацией, можно считать, что для электрона, находящегося в «синей» квантовой яме, существует только два выхода: либо совершить прямой межзонный излучательный переход в пределах этой же ямы, либо за счет туннельного эффекта переместиться в «зеленую» квантовую яму и уже там совершить акт излучательной рекомбинации. Электроны и дырки имеют возможность туннелировать из «синей» квантовой ямы в «зеленую» и взаимодействовать там с испусканием фотонов. Однако из-за более высоких энергий в «синей» квантовой яме носители, попав в «зеленую» квантовую яму, не могут туннелировать обратно в синию.

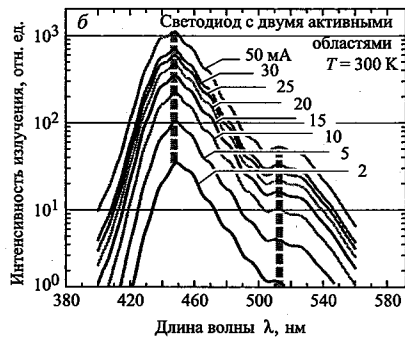
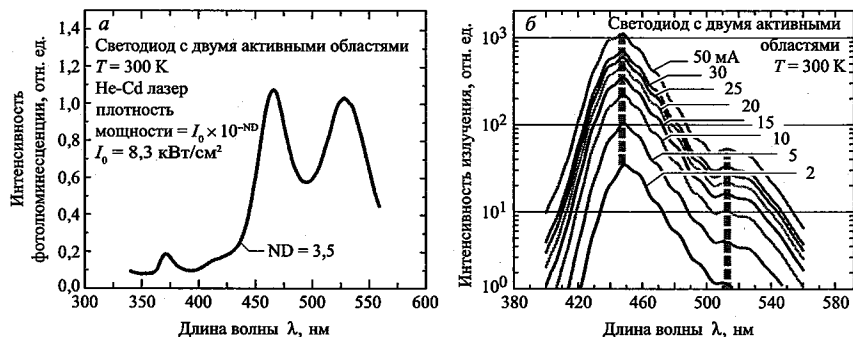


Рис. 20.5. Спектры фотолюминесценции (а) и электролюминесценции (б) двухцветного светодиода с двумя активными областями (Li et al., 2003)

На рис. 20.5, б представлены спектры электролюминесценции рассматриваемого светодиода. В них отчетливо различимы два пика излучения с максимумами на длинах волн 450 нм и 520 нм. Пик синего излучения значительно интенсивнее пика зеленого излучения, что

может быть связано с более высоким квантовым выходом в «синей» квантовой яме по сравнению с «зеленой». К тому же дырки инжектируются из области с более высокой энергией (со стороны «синей» квантовой ямы), в то время как электроны инжектируются со стороны «зеленой» квантовой ямы. Поскольку дырки обладают более низкой подвижностью и большей эффективной массой, у них меньше шансов добраться до «зеленой» квантовой ямы, что также объясняет более высокую интенсивность синего излучения.

В случае электролюминесценции дырки инжектируются в область «синих» квантовых ям, а электроны — в область «зеленых». Этот способ сильно отличается от случая оптического возбуждения, когда оба типа носителей инжектируются с двух сторон активной области. Для рассматриваемой здесь структуры длина оптического поглощения больше расстояния между активными областями и поверхностью. Именно это может объяснить отмеченные различия между фотолюминесценцией и электролюминесценцией (Li et al., 2003).

На вольтамперных характеристиках светодиодов с двойной активной областью, снятых при комнатной температуре, напряжение прямого смещения составляет менее 3,0 В, что при малых диаметрах контактов,  $\sim 100$  мкм, свидетельствует о высоком качестве омических контактов. Увеличение напряжения прямого смещения при использовании контактов большего диаметра связано с ростом падения напряжения в буферном слое  $n$ -типа. Это объясняется тем, что при заданной плотности тока его величина в буферном слое пропорциональна площади контакта  $A$ , а величина избыточного сопротивления буферного слоя  $n$ -типа пропорциональна  $A^{-1/2}$ . В дополнение к этому эффект шнурования тока, особенно существенный в случае контактов большого диаметра, приводит к неравномерному растеканию инжекционного тока, что тоже вызывает рост напряжения прямого смещения.

### 20.3. Создание белого света с помощью трех разноцветных источников

Как упоминалось ранее, получить высококачественные источники белого света на принципе аддитивного смешения двух комплементарных цветов, пригодные для применения в осветительных системах, практически невозможно. Поэтому все высококачественные источники белого света построены, как правило, на принципе смешения трех (или даже большего количества) основных цветов. В работе (Thornton, 1971) был подробно описан источник белого света, реализованный на основе смешения трех дискретных спектральных линий, пики которых приходились на длины волн, приблизительно равные 450 нм, 540 нм и 610 нм<sup>1)</sup>. Торнтон провел эксперименты с участием шестидесяти

<sup>1)</sup> См. приоритетную работу [6].

человек, которые оценивали качество изготовленного им трехцветного излучателя по передаче цвета мяса, овощей, цветов и человеческого лица. Оценки были до «очень хорошо» до «отлично». Он также пришел к выводу, что при построении качественных трехцветных источников белого света, обладающих высокими индексами цветопередачи, следует избегать использования излучения с длинами волн 500 нм и 580 нм.

Хотя Торнтон показал возможность построения высококачественных трехцветных источников белого света, каждая спектральная линия, использованная в его осветителе обладала довольно большой шириной. Так, полная ширина линий на половине интенсивности излучения применяемых им источников с люминоформ превышала 50 нм. Как известно, полупроводниковые материалы характеризуются гораздо более узкими спектральными линиями по сравнению с люминофорами, типичная их ширина, как правило, меньше 50 нм.

На рис. 20.6, а показан спектр излучения трехцветного источника белого света, изготовленного из светодиодов трех типов, излучающих на длинах волн 455 нм, 525 нм и 605 нм. Экспериментально было установлено, что полная энергетическая ширина спектральной линии на половине интенсивности излучения при комнатной температуре (20 °С) для источника синего цвета на основе InGaN равна  $5,5kT$ , для источника зеленого цвета на основе InGaN —  $7,9kT$ , а для источника оранжевого цвета на основе AlInGaP —  $2,5kT$  ( $kT = 25,25$  мэВ). Значение полной ширины спектральной линии в единицах  $kT$  очень полезная величина, поскольку ее легко сравнить с термическим уширением линии излучения полупроводника, равного  $1,8kT$ . Используя значения энергетической ширины спектральных линий, приведенные на рис. 20.6, и выражение

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{hc} \cdot \Delta E = \frac{(\lambda, \text{нм})^2}{1239,8} \cdot (\Delta E, \text{эВ}), \quad (20.3)$$

определим полную ширину спектральных линий на половине интенсивности излучения источников синего, зеленого и оранжевого цвета 23,2 нм, 44,3 нм и 18,6 нм, соответственно. При этом источник зеленого света обладает самой широкой спектральной линией, что может быть связано с большой концентрацией примесей и образованием квантовых точек InN в слое InGaN с высоким содержанием In.

На рис. 20.6. также показана аппроксимация гауссовым распределением экспериментального спектра излучения. Видно, что это распределение довольно хорошо описывает экспериментальные кривые. Отметим, что нормальное распределение (описанное ранее в этой главе) симметрично относительно максимальной длины волны. Несимметричное гауссово распределение с четко выраженным хвостом в области больших длин волн, применяется для люминофоров (Ivey, 1963). Поскольку распределение спектральной мощности излучения полупроводника при построении зависимости от длин волн имеют заметную

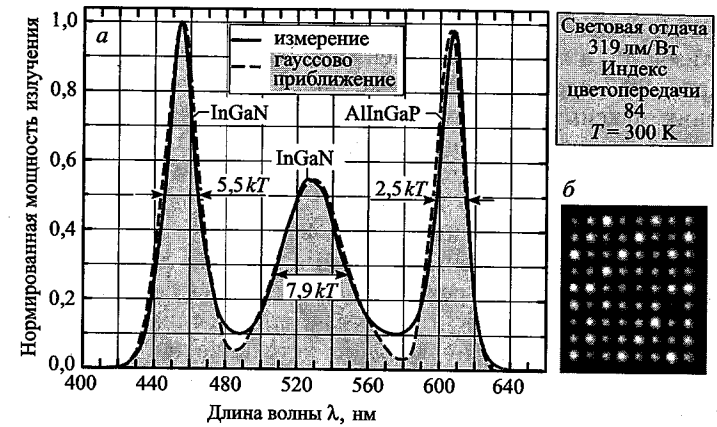


Рис. 20.6. Спектр излучения трехцветного источника белого света, состоящего из светодиодов разного типа, с цветовой температурой 6500 К (сплошная линия) и его гауссово приближение (на основе нормального распределения). Световая отдача источника равна 319 лм/Вт, индекс цветопередачи 84 (а). Фотография излучателя, собранного из стандартных промышленно выпускаемых светодиодов (б) (Chhajed et al., 2005)

симметрию, применения несимметричного гауссова распределения для него не требуется.

На рис. 20.6, б приведена фотография источника белого света, собранного из большого числа светодиодов. Отношения мощностей излучения источников оранжевого, зеленого и синего света подбираются так, чтобы координаты цветности результирующего излучения совпадали с координатами цветности абсолютно черного тела с цветовой температурой 6500 К. Такой светодиодный источник белого света характеризуется следующими параметрами: люмен-эквивалент 319 лм/Вт; световая отдача 32 лм/Вт и индекс цветопередачи 84 (Chhajed et al., 2005).

Существует большое число возможных комбинаций длин волн излучения, на основе которых можно реализовать трехцветные источники белого света. Однако при построении излучателей с высокими значениями световой эффективности излучения следует избегать использования источников света с длинами волн, расположенными на краях видимого диапазона спектра (т.е. дальнего красного и дальнего фиолетового излучения). На рис. 20.7 показаны контурные графики люмен-эквивалентов и индексов цветопередачи трехцветного источника белого света с цветовой температурой 6500 К для случая, когда полная энергетическая ширина спектральной линии каждого из трех излучений на половине интенсивности спектра равна  $5kT$ . Видно, что для получения высоких индексов цветопередачи самыми подходящими являются длины волн  $\lambda_1 = 455$  нм,  $\lambda_2 = 530$  нм и  $\lambda_3 = 605$  нм.

Суммарный индекс цветопередачи для источника с такими длинами волн близок 85, а люмен-эквивалент при этом составляет 320 лм/Вт.

Из рис. 20.7 следует, что индекс цветопередачи сильно зависит от положения максимумов излучения. Например, при изменении длины волны пика красного излучения с 605 нм до 620 нм, индекс цветопередачи снижается с 85 до 65. Изменение длины волны максимума зеленого излучения с 530 нм до 550 нм приводит к уменьшению индекса цветопередачи до значений меньших 60.

На рис. 20.8 представлены контурные графики люмен-эквивалента и индекса цветопередачи трехцветного источника белого света с цветовой температурой 6500 К для случая, когда полная энергетическая ширина спектральной линии каждого источника на половине интенсивности равна  $8kT$ . Уширение спектральных линий излучения ведет к повышению индекса цветопередачи. Из графиков видно, что наибольший индекс цветопередачи ( $CRI = 90-95$ ) получается при следующей комбинации длин волн:  $\lambda_1 = 450-455$  нм,  $\lambda_2 = 525-535$  нм и  $\lambda_3 = 600-615$  нм.

## 20.4. Температурная зависимость трехцветных источников белого света, созданных на основе светодиодов

Из-за сравнительно узкого диапазона длин волн излучения, при которых возможны высокие индексы цветопередачи, вопрос о стабильности характеристик трехцветных источников белого света при изменении температуры перехода и окружающей среды становится очень острым. Известно, что мощность излучения  $P$ , длина волны в максимуме излучения  $\lambda_{peak}$  и ширина спектральной линии  $\Delta\lambda$  зависят от температуры, при этом каждая из этих величин имеет свой температурный коэффициент.

Температурная зависимость мощности излучения светодиодов описывается экспоненциальной функцией, в которую также входит характеристическая температура  $T_1$ :

$$P = P \Big|_{300 \text{ K}} \cdot \exp \frac{T - 300 \text{ K}}{T_1}. \quad (20.4)$$

В результате такой зависимости при изменении температуры меняются координаты цветности источника белого света, созданного на основе светодиодов. Рассмотрим источник белого света, состоящий из трех типов излучателей: красного, зеленого и синего цвета. В табл. 20.2 приведены значения температурных коэффициентов длины волны в максимуме излучения, ширины спектральной линии и мощности излучения, экспериментально определенные для светодиодов данных типов (Chhajed et al., 2005).

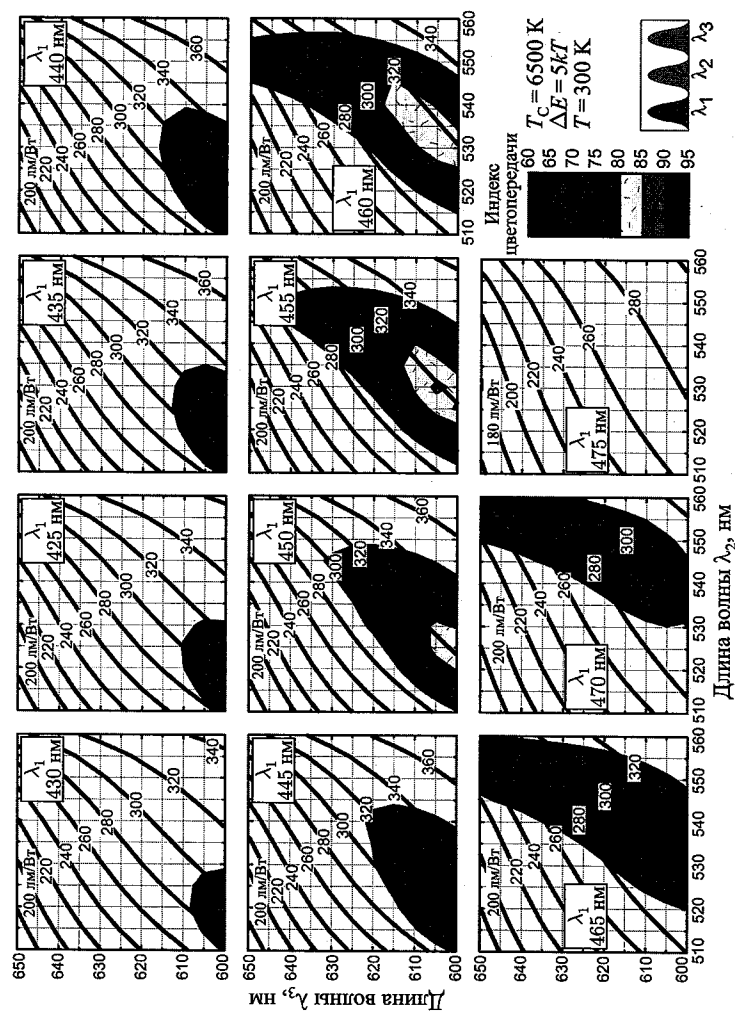


Рис. 20.7. Контурные графики люмен-эквивалента и индекса цветопередачи трехцветного источника белого света с цветовой температурой 6500 К в виде функций от трех длин волн для случая, когда полная энергетическая ширина спектральной линии каждого из трех на половине интенсивности равна  $5kT$  (Chhajed et al., 2005)

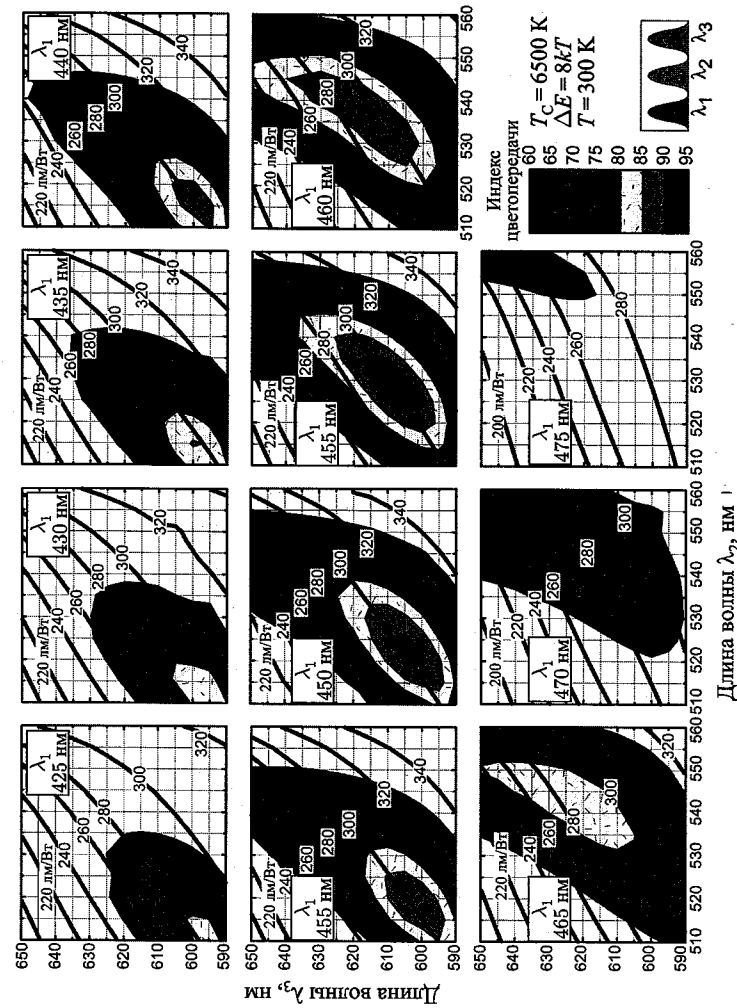


Рис. 20.8. Контурные графики люмен-эквивалента и индекса цветопередачи трехцветного источника белого света с цветовой температурой 6500 К в виде функций от трех длин волн для случая, когда полная энергетическая ширина спектральной линии каждого из трех на половине интенсивности равна  $8kT$  (Chhajed et al., 2005)

Таблица 20.2. Экспериментальные значения температурных коэффициентов длины волны в максимуме излучения, ширины спектральной линии и мощности излучения светодиодов синего, зеленого и красного свечения

Параметр	Синий светодиод	Зеленый светодиод	Красный светодиод
$d\lambda_{\text{peak}}/dT$ , нм/°С	0,0389	0,0308	0,156
$d\Delta\lambda_{\text{peak}}/dT$ , нм/°С	0,0466	0,0625	0,181
$T_{\text{characteristic}}$ , К	493	379	209

Далее будем считать, что величина тока, текущего через светодиоды красного, зеленого и синего свечения, выбирается так, чтобы при температуре 20 °С координаты цветности результирующего излучения совпадали с координатами цветности источника D<sub>65</sub>. На рис. 20.9 показан спектр излучения такого трехцветного источника белого света.

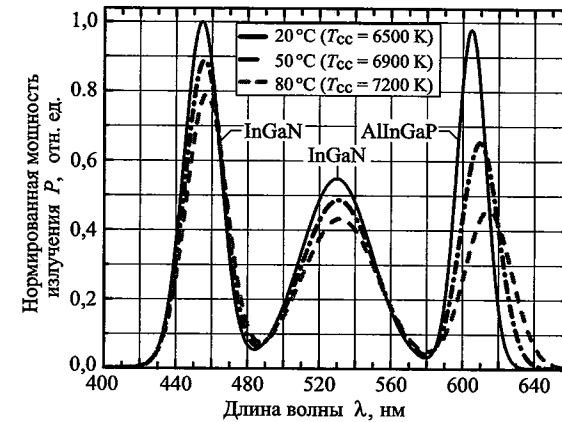


Рис. 20.9. Спектры излучения трехцветного светодиодного источника белого света при разных температурах окружающей среды (нагрев перехода здесь не учитывался). С ростом температуры меняются: мощность излучения, длина волны в максимуме излучения и ширина спектральных линий. В результате этих изменений увеличивается цветовая температура (Chhajed et al., 2005)

С ростом температуры меняются координаты цветности трехцветного источника белого света, что происходит из-за температурных зависимостей мощности излучения, длины волны в максимуме излучения и ширины спектральных линий. Этот сдвиг координат цветности показан на рис. 20.10. Видно, что смещение точки на цветовой диаграмме происходит в сторону более высоких цветовых температур. Это можно объяснить более сильной температурной зависимостью мощности излучения светодиода красного свечения. При высоких температурах красная составляющая излучения источника белого света уменьшается

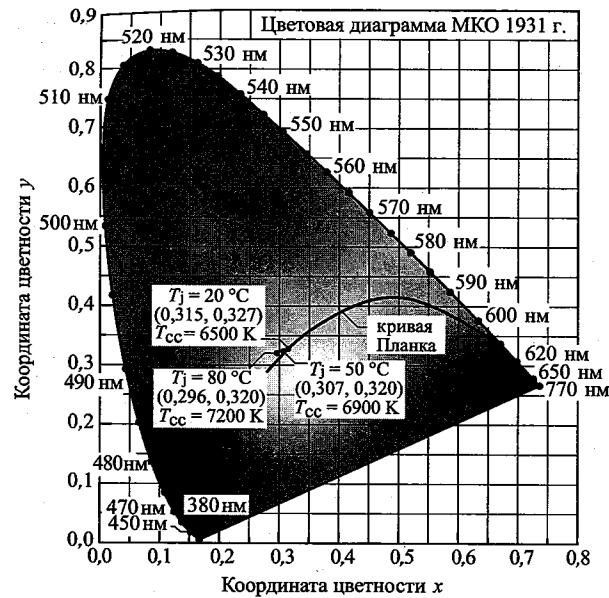


Рис. 20.10. Изменение координат цветности трехцветного светодиодного источника белого света с ростом температуры. При комнатной температуре цветовая температура источника составляет 6500 К. Из-за температурных зависимостей мощности излучения, длины волны в максимуме излучения и ширины спектральных линий при увеличении температуры источника его координаты цветности начинают отклоняться от кривой Планка (Chhajed et al., 2005)

сильнее (что связано с низким значением характеристической температуры  $T_1$ ), чем зеленая и синяя составляющие, которые обладают большей температурной стабильностью.

На рис. 20.11 показан сдвиг координат цветности трехцветного источника белого света вдоль кривой Планка на цветовой диаграмме МКО 1931 г. и на равноконтрастной диаграмме МКО 1976 г. (в увеличенном масштабе). При температуре  $T_1 = 50$  °С, точка цветности смещается от первоначальной на 0,009, а при температуре  $T_1 = 80$  °С, это смещение уже составляет 0,02. При таком сдвиге изменение цвета источника становится очевидным. В промышленности, выпускающей осветительные системы, общепринятым является так называемое *правило 0,01* обозначающее предел отклонения точки цветности на 0,01 единицы, при превышении которого меняется восприятие цвета (Duggal, 2005).

Смещение координат цветности может быть устранено подстройкой отношения мощностей светодиодов, которую можно осуществить двумя способами. Первый заключается в постоянном измерении спектра излучения источника белого света. На основании получаемых данных

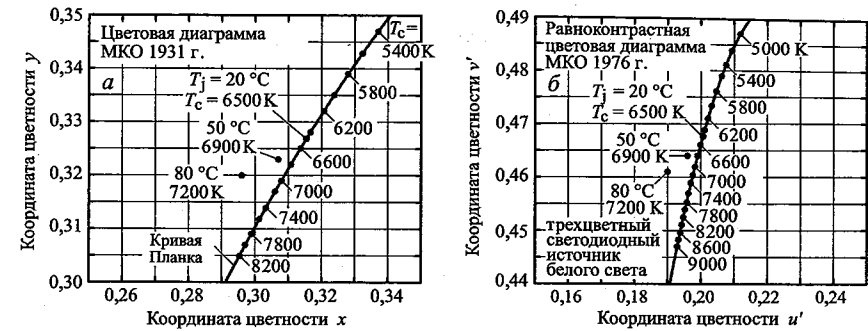


Рис. 20.11. Изменение координат цветности трехцветного светодиодного источника белого света с ростом температуры. При комнатной температуре цветовая температура источника составляет 6500 К (Chhajed et al., 2005)

система обратной связи корректирует оптическую мощность каждой составляющей результирующего излучения. В другом способе подстройки отслеживается температура источника и по известным температурным зависимостям характеристик используемых светодиодов корректируется мощность излучения всех компонент результирующего излучения. Второй способ более легкий, что связано с относительной простотой проведения температурных измерений. Однако им невозможно компенсировать дрейф характеристик устройства, связанный с его старением.

## 20.5. Четырех- и пятицветные источники белого света

Четырех- и пятицветные источники белого света создаются на основе светодиодов четырех и пяти цветов, соответственно (Žukauskas et al., 2002a; Schubert, Kim, 2005). Величина индекса цветопередачи полихромного источника белого света, как правило, непосредственно связана с числом используемых в нем цветов. Однако рост числа светодиодов разного типа часто ведет к снижению световой отдачи. Источники белого света, как правило, обладают большими индексами цветопередачи, но меньшей световой эффективностью излучения по сравнению с трехцветными. Но в обоих случаях многое зависит от точности подбора длин волн составляющих излучений. Поскольку в случае использования четырех типов светодиодов значительно возрастает число возможных комбинаций длин волн, в таких источниках белого света гораздо проще корректировать цветовую температуру, не ухудшая при этом их цветопередачу<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> См. также работу [7].

### Библиографический список

- Bergh A., Craford G., Duggal A., and Haitz R. "The promise and challenges of solid-state lighting" *Physics Today* p. 42 (December 2001).
- Chhajed S., Xi Y., Li Y.-L., Gessmann Th., and Schubert E.F. "Influence of junction temperature on chromaticity and color rendering properties of trichromatic white light sources based on light-emitting diodes" *J. Appl. Phys.* **97**, 054506 (2005).
- Duggal A. R. "Organic electroluminescent devices for solid-state lighting" in *Organic Electroluminescence* edited by Z. H. Kafafi (Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, 2005).
- Dalmaso S., Damilano B., Pernot C., Dussaigne A., Byrne D., Grandjean N., Leroux M., and Massies J. "Injection dependence of the electroluminescence spectra of phosphor free GaN-based white light emitting diodes" *Phys. Stat. Sol. (a)* **192**, 139 (2002).
- Guo X., Graff J.W., and Schubert E.F. "Photon-recycling semiconductor light-emitting diodes" *IEDM Technol. Dig.*, **IEDM-99**, 600 (1999).
- Ivey H. F. "Color and efficiency of luminescent light sources" *J. Opt. Soc. Am.* **53**, 1185 (1963).
- Li Y.-L., Gessmann Th., Schubert E.F., and Sheu J.K. "Carrier dynamics in nitride-based light-emitting p-n junction diodes with two active regions emitting at different wavelengths" *J. Appl. Phys.* **94**, 2167 (2003).
- Schubert E. F. and Kim J. K. "Solid-state light sources becoming smart" *Science* **308**, 1274 (2005).
- Sheu J. K., Pan C. J., Chi G. C., Kuo C. H., Wu L. W., Chen C. Chang H., S. J., and Su Y. K. "White-light emission from InGaN-GaN multiquantum-well light-emitting diodes with Si and Zn co-doped active well layer" *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **14**, 450 (2002).
- Thornton W. A. "Luminosity and color rendering capability of white light" *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1155 (1971).
- Wyszecki G. and Stiles W. S. *Color Science - Concepts and Methods, Quantitative Data and Formulae* 2nd edition (John Wiley and Sons, New York, 1982).
- Žukauskas A., Shur M. S., and Gaska R. *Introduction to Solid-State Lighting* (John Wiley and Sons, New York, 2002a).
- Žukauskas A., Vaicekauskas R., Ivanauskas F., Gaska R., and Shur M. S. "Optimization of white polychromatic semiconductor lamps" *Appl. Phys. Lett.* **80**, 234 (2002b).

### Дополнение редактора

1. Светодиоды как основа освещения будущего / А. Э. Юнович // Светотехника, 2003. №3. С. 2-7.
2. Светодиоды нового поколения для светосигнальных и осветительных приборов / Л. М. Коган // Новости светотехники, вып. 7-8 (34-35). — М.: Дом Света, 2001. — 47 с.

3. Светодиодные осветительные приборы / Л. М. Коган // Светотехника. 2002. №5. С. 16-20.
4. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами / С. С. Мамакин, А. Э. Юнович, А. Б. Ваттана, Ф. И. Маняхин // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 9. С. 1131-1137.
5. Спектры и квантовый выход излучения светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами — зависимость от тока и напряжения / В. Е. Кудряшов, С. С. Мамакин, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин // ФТП. 2001. Т. 35, №7. С. 861-868.
6. Коган Л. М., Вишневецкая Б. И., Ковырева Н. И., Родкин В. С. // Электронная промышленность. 1992. №2. С. 46-47.
7. Исследования цветовых параметров светодиодов / М. Л. Бадгутдинов, Э. М. Гутцайт, Л. М. Коган, Ф. А. Лукьянов, А. Э. Юнович // Светотехника. 2007. №5. С. 46-48.

ляющих результирующего излучения. Индексы цветопередачи четырехцветных источников белого света могут быть очень близки к 100.

## Глава 21

## ИСТОЧНИКИ БЕЛОГО СВЕТА НА ОСНОВЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛИНЫ ВОЛН

Самые распространенные источники белого света, применяемые в системах освещения, создаются на основе полупроводниковых светодиодов, излучение которых полностью или частично используется для оптического возбуждения одного или нескольких люминофоров. На рис. 21.1 показаны принципы построения источников белого света, основанные на возбуждении люминофоров излучением полупроводниковых светодиодов. Такие устройства могут быть двух-, трех- и четырехцветными. В качестве источников оптического возбуждения в них используют светодиоды ультрафиолетового и видимого (чаще всего синего) диапазонов длин волн.

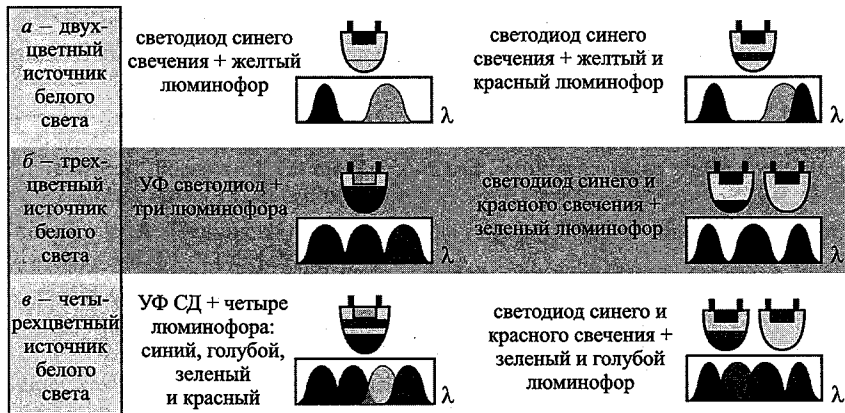


Рис. 21.1. Принципы построения источников белого света с люминофорами, оптически возбуждаемыми излучением светодиодов УФ или синего свечения

Световая отдача источников белого света, как правило, снижается с ростом числа используемых цветов. Именно поэтому двухцветные излучатели обладают самыми высокими люмен-эквивалентом и потенциальной световой отдачей источника. С другой стороны, двухцветные источники белого света характеризуются самыми низкими индексами цветопередачи, которые напрямую связаны с числом цветовых состав-

### 21.1. Эффективность материалов, используемых для преобразования длин волн

Эффективность преобразования коротковолнового излучения в длинноволновое материалом для преобразования длин волн ( $\lambda$ -преобразователем) определяется двумя основными факторами: внешним квантовым выходом  $\lambda$ -преобразователя и неизбежными потерями энергии, в процессе преобразования длин волн.

Внешний квантовый выход материала  $\lambda$ -преобразователя:

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\text{число фотонов, испускаемых } \lambda\text{-преобразователем во внешнее пространство в секунду}}{\text{число фотонов, поглощаемых } \lambda\text{-преобразователем в секунду}}. \quad (21.1)$$

Внешний квантовый выход равен произведению *внутреннего квантового выхода* на *коэффициент оптического вывода излучения* материала  $\lambda$ -преобразователя, т. е.  $\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{internal}} \cdot \eta_{\text{extraction}}$ . Отметим, что внутренний квантовый выход является характеристикой самого материала, в то время как коэффициент оптического вывода определяется пространственной формой слоев  $\lambda$ -преобразователя. Тонкие слои, как правило, характеризуются высокими коэффициентами оптического вывода излучения, а неоднородные материалы с различными скоплениями частиц обладают низкими коэффициентами  $\eta_{\text{extraction}}$ , что объясняется перепоглощением излучения, происходящим внутри таких материалов. Поэтому при формировании  $\lambda$ -преобразователей желательно применять тонкие слои.

*Потери на преобразование длины волны* (иногда называемые *квантовым дефицитом* или *стоксовым смещением*) при превращении фотона с длиной волны  $\lambda_1$  в фотон с длиной волны  $\lambda_2$  ( $\lambda_1 < \lambda_2$ ) определяются выражением

$$\Delta E = h\nu_1 - h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_1} - \frac{hc}{\lambda_2}. \quad (21.2)$$

Отсюда следует, что эффективность преобразования можно найти при помощи соотношения

$$\eta_{\lambda\text{-conversion}} = \frac{h\nu_2}{h\nu_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (21.3)$$

где  $\lambda_1$  — длина волны фотона, поглощенного люминофором,  $\lambda_2$  — длина волны фотона, испущенного люминофором. Отметим, что потери на преобразование длины волны неизбежны по своей природе, и невозможно создать материал для  $\lambda$ -преобразователя, работающего без потерь.

Однако существуют люминофоры с квантовым расщеплением, способные преобразовать один коротковолновый фотон в два фотона более длинных волн. При этом выполняется условие  $h\nu_1 = h\nu_2 + h\nu_3$ , где  $h\nu_1$  — энергия фотона, поглощаемого люминофором,  $h\nu_2$  и  $h\nu_3$  — энергии фотонов, испускаемых люминофором. Описаны (Justel et al., 1998; Wegh et al., 1999; Srivastava, Ronda, 2003; Srivastava, 2004) несколько типов люминофоров с квантовым расщеплением. Было даже предположено (Wegh et al., 1999), что квантовый выход  $\text{LiGdF}_4$ , легированного  $\text{Eu}^{3+}$ , может достигать 200%. Сообщалось (Justel et al., 1998), что квантовый выход люминофора  $\text{YF}_3:\text{Pr}^{3+}$ , способного к квантовому расщеплению, при комнатной температуре составляет  $\sim 140\%$  при возбуждении излучением с длиной волны 185 нм. Однако до сих пор никто еще не продемонстрировал реальный люминофор с квантовым расщеплением, пригодный для промышленного производства.

К. п. д. преобразователя длины волны определяется произведением уравнений (21.1) и (21.3):

$$\eta_{\lambda\text{-converter}} = \eta_{\lambda\text{-conversion}} \cdot \eta_{\text{ext}} \quad (21.4)$$

Неизбежные потери энергии на преобразование длины волны являются причиной того, что источники белого света на основе  $\lambda$ -преобразователей длин волн — такие как светодиоды белого свечения с люминофором по своей природе обладают более низкой предельной эффективностью, чем источники белого света на основе светодиодов разного цвета свечения.

Самые большие потери на преобразование длины волны наблюдаются при преобразовании УФ-излучения в излучение красной области спектра. Например, эффективность преобразования УФ-излучения с длиной волны 405 нм в красное излучение с длиной волны 625 нм не превышает 65%. Низкий к. п. д.  $\lambda$ -преобразователей приводит к тому, что в высокоэффективных системах освещения используют не красные люминофоры, а светодиоды красного свечения.

Большинство источников белого света создается на основе светодиодов, работающих на коротких длинах волн, например синего свечения, и преобразователях длин волн. Весь свет, излучаемый светодиодом, или только его часть поглощается материалом преобразователя и затем вновь излучается, но уже с большей длиной волны. В результате этого осветительное устройство излучает свет, по крайней мере, двух разных длин волн. Далее будут обсуждаться типы и характеристики материалов, используемых в преобразователях длины волны.

Попробуем разобраться, какой из перечисленных способов получения белого света является оптимальным. Сравнение будем проводить по двум параметрам: световой эффективности (люмен-эквиваленту) и индексу цветопередачи. При использовании светодиодов в дисплеях и различных табло основной характеристикой является световая эффек-

тивность. Для светодиодов, применяемых в качестве осветительных приборов, важны оба параметра.

Источники белого света, построенные на принципе смешения излучения двух монохроматических комплементарных цветов, обладают наибольшей световой эффективностью. Однако их индексы цветопередачи значительно ниже, чем широкополосных источников.

МакАдам (MacAdam, 1950) рассчитал максимальную световую эффективность двухцветных источников белого света. Он также показал, что она может достигать 400 лм/Вт. В работах (Ivey, 1963; Thornton, 1971) тоже сообщено о высокой световой эффективности двухцветных источников белого света, но отмечается низкая цветопередача таких устройств, что позволяет использовать их в различных дисплеях и делает совсем непригодными для систем освещения. Кроме того Торнтон (Thornton, 1971) показал, что трехцветные источники белого света, т. е. белого света, полученного смешением трех дискретных цветов, благодаря высоким индексам цветопередачи подходят практически для любых целей. Приведены данные эксперимента, в котором приняли участие 60 наблюдателей, оценивавших передачу цвета мяса, овощей, цветов и т. д., освещаемых трехцветным источником с максимумами на длинах волн 450 нм, 540 нм и 610 нм. Наблюдатели единодушно признали хорошую цветопередачу данных источников, что подтверждает их пригодность для использования в системах освещения.

Источники белого света, спектр которых приближен к спектру Солнца, будут обладать отличной цветопередачей. Однако световая эффективность таких источников будет ниже, чем излучателей с другими спектральными распределениями, например двухцветных и трехцветных светодиодов белого свечения. Солнечный спектр имеет высокую интенсивность излучения вблизи границ видимого диапазона (390 нм и 720 нм), где чувствительность человеческого глаза очень низкая. Именно поэтому дублирование спектра Солнца не является хорошей стратегией при создании высокоэффективных источников белого света.

## 21.2. Материалы для преобразователей длины волны

Преобразователи длины волны создают на основе: люминофоров, полупроводников и красителей. Эти материалы характеризуются следующими параметрами: длина поглощаемой волны, длина излучаемой волны и квантовый выход. Квантовый выход хороших преобразователей близок к 100%. Полный к. п. д. преобразователя длины волны определяется выражением

$$\eta = \eta_{\text{ext}} \cdot (\lambda_1/\lambda_2), \quad (21.5)$$

где  $\eta_{\text{ext}}$  — внешний квантовый выход преобразователя,  $\lambda_1$  — длина волн фотонов, поглощенных люминофором,  $\lambda_2$  — длина волны фотонов, излучаемых люминофором. Даже при  $\eta_{\text{ext}} = 1$ , в процессе преобразова-



ния длины волны неизбежны потери энергии, поэтому к. п. д. преобразователя  $\eta$  всегда меньше единицы.

Самыми распространенными материалами, используемыми в преобразователях длины волны, являются *люминофоры*, которые будут подробно обсуждаться в следующем разделе. На рис. 21.2 показаны спектры поглощения и излучения промышленно выпускаемых люминофоров. Видно, что люминофоры обладают разделенными по длинам волн максимумами поглощения и излучения. Спектр излучения таких материалов довольно широк, что делает их пригодными для использования в источниках белого света. Люминофоры отличаются высокой стабильностью, их квантовый выход часто близок к 100%. В светодиодах белого свечения чаще всего используется люминофор на основе алюмоиттриевого граната, легированного церием (Nakamura, Fasol, 1997). Сообщалось (Schlotter et al., 1999), что уже существуют легированные церием люминофоры, квантовый выход которых равен 75%.

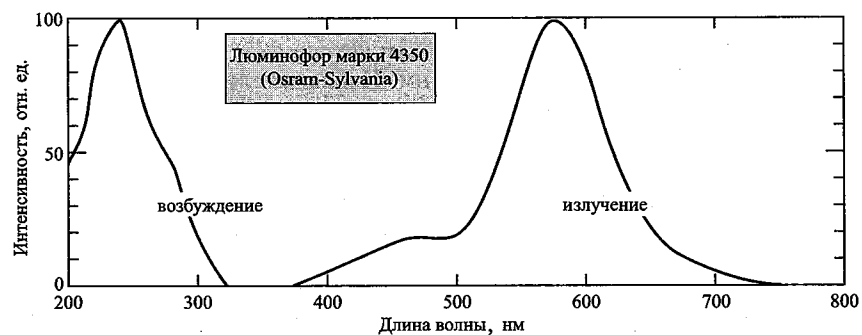


Рис. 21.2. Спектры поглощения и излучения промышленно выпускаемого люминофора, возбуждаемого ртутной лампой с длиной волны излучения 254 нм (Osram-Sylvania, 2000)

*Красители* представляют еще один тип материалов для создания преобразователей длины волны. В настоящее время выпускают много марок различных красителей. На рис. 21.3 показан пример спектров поглощения и излучения одного из них. Квантовый выход многих красителей часто близок к 100%. Однако из-за того, что большинство красителей являются органическими соединениями, долговременная стабильность их характеристик намного ниже, чем у полупроводников и люминофоров.

И наконец, *полупроводники* — третий тип материалов, используемых в  $\lambda$ -преобразователях. Полупроводники характеризуются узким спектром излучения с энергетической шириной линий  $\sim 2kT$ . Ширина спектра излучения полупроводников меньше ширины спектральных линий большинства люминофоров и красителей. Поэтому прецизион-

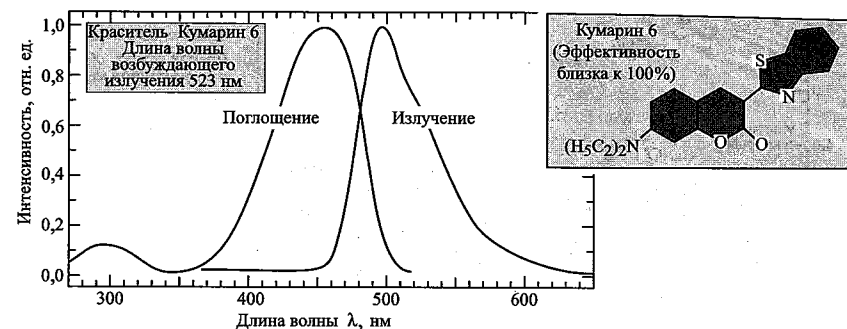


Рис. 21.3. Спектры поглощения и излучения коммерчески выпускаемого красителя Кумарин 6. Показана химическая структура молекулы красителя

ные преобразователи длины волны разрабатываются на основе именно полупроводниковых материалов.

Как у люминофоров и красителей, внутренний квантовый выход полупроводников может быть близок к 100%. Проблема вывода света в полупроводниковых преобразователях длины волны стоит менее остро, чем в светодиодах, что связано с отсутствием в них контактов, задерживающих излучение.

В настоящее время существует большой выбор полупроводников, пригодных для построения преобразователей длины волны. На рис. 21.4 показана зависимость ширины запрещенной зоны атомарных и бинарных полупроводников от постоянной их кристаллической решетки. На основе трех- и четырехкомпонентных твердых растворов полупроводников можно создать преобразователи, работающие практически на любой длине волны излучения видимого спектра.

### 21.3. Люминофоры

Люминофоры состоят из неорганических материалов, легированных оптически активными элементами. Наиболее распространенными основами являются *гранаты*, имеющие химической формулу:  $A_3B_5O_{12}$ , где А и В — химические элементы, О — кислород. Среди большой группы гранатов выделяется алюмоиттриевый гранат (АИГ — YAG) с химической формулой  $Y_3Al_5O_{12}$ . Люминофоры на основе этого материала называются *YAG-люминофорами*. В качестве оптически активных добавок применяются редкоземельные элементы (РЗЭ), их оксиды и другие соединения. Оптической активностью обладает большинство РЗЭ. Для легирования YAG-люминофоров, применяемых в источниках белого света, чаще всего используется церий. Неодим применяется в YAG-лазерах, эрбий — в оптических усилителях, оксид тория — в газовых лампах.

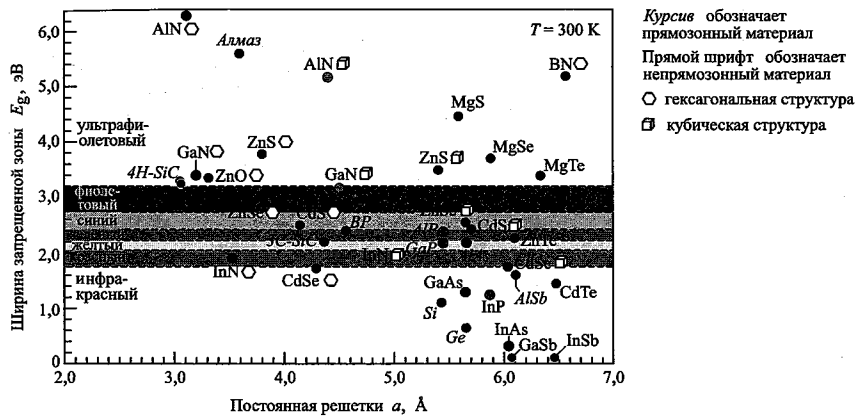


Рис. 21.4. Зависимость ширины запрещенной зоны (при комнатной температуре) атомных и бинарных полупроводников от постоянной кристаллической решетки

При частичном замещении атомов Y атомами Gd и атомов Al атомами Ga меняются оптические характеристики YAG-люминофоров. Результирующий химический состав люминофора в таком случае можно описать формулой  $(Y_{1-x}Gd_x)_3(Al_{1-y}Ga_y)_5O_{12}$ . На рис. 21.5 показаны спектры излучения люминофоров  $(Y_{1-x}Gd_x)_3(Al_{1-y}Ga_y)_5O_{12}$ , легированных церием при разных значениях  $x$  и  $y$  (Nakamura, Fasol, 1997). Видно, что добавка гадолиния приводит к сдвигу спектра излучения в длинноволновую сторону, а добавка галлия вызывает сдвиг в противоположном направлении — в сторону коротких волн.

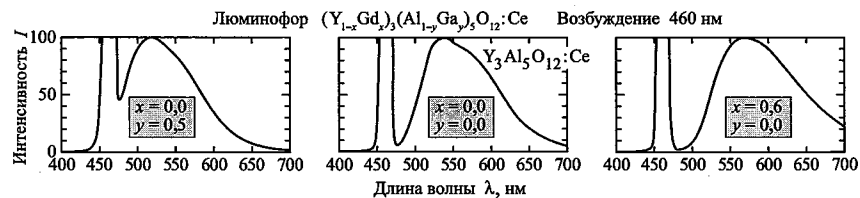


Рис. 21.5. Спектры излучения алюмоиттриевого граната, легированного Ce в различных концентрациях (YAG:Ce) (Nakamura, Fasol, 1997)

На рис. 21.6 показано положение люминофоров на основе YAG:Ce на цветовой диаграмме МКО. Затемненная область соответствует источникам света на основе светодиодов синего свечения и люминофоров YAG:Ce. Видно, что такие источники могут обладать высокой цветовой температурой.

Альтернативой люминофорам на основе YAG являются люминофоры на основе алюмотербиевых гранатов (TAG) с химической формулой  $Tb_3Al_5O_{12}$ . Оба типа люминофоров имеют кристаллическую

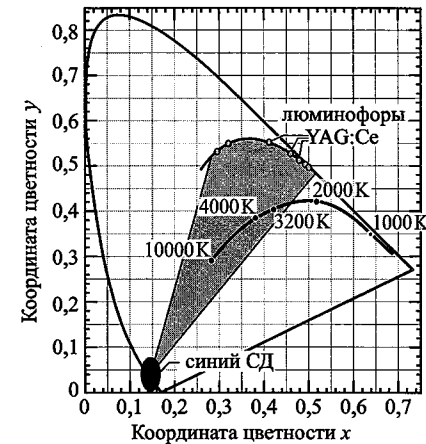


Рис. 21.6. Положение люминофоров на основе YAG:Ce на цветовой диаграмме МКО. Затемненная область соответствует источникам белого света, созданным на основе светодиодов синего свечения и люминофоров YAG:Ce (Nakamura, Fasol, 1997). Показана кривая Планка с цветовыми температурами

структуру граната. К тому же радиусы ионов  $Y^{3+}$  и  $Tb^{3+}$  очень близки ( $r_{Y^{3+}} = 1,02 \text{ \AA}$ ,  $r_{Tb^{3+}} = 1,04 \text{ \AA}$ ). Следовательно, кристаллическая решетка YAG-люминофора при замещении атомов Y атомами Tb изменится не очень сильно. Это справедливо даже тогда, когда молярная доля тербия составляет 30% (Potdevin et al., 2005). Несмотря на то, что TAG-люминофоры обладают немного меньшей эффективностью излучения, они все же являются серьезными конкурентами YAG-люминофорам.

## 21.4. Светодиоды белого свечения на основе люминофоров

В работах (Bando et al., 1996, Nakamura et al., 1995, Nakamura, Fasol, 1997) описаны первые светодиоды белого свечения, созданные на основе светодиодов синего свечения InGaN/GaN и люминофоров<sup>1)</sup>. Для оптического возбуждения люминофора в таких устройствах применялись светодиоды синего свечения на основе InGaN/GaN, рассмотренные в работе (Nakamura et al., 1995) а в качестве люминофора использовался легированный церием люминофор АИГ (YAG) с химической формулой  $(Y_{1-a}Gd_a)_3(Al_{1-b}Ga_b)_5O_{12}:Ce$ . Фирмы — изготовители люминофоров обычно не разглашают точный химический состав своих материалов<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> См. приоритетное авторское свидетельство [1].

<sup>2)</sup> См. также работы [2–4].

На рис. 21.7, а показано поперечное сечение структуры светодиода лампы белого света. Изображен кристалл светодиода синего свечения и люминофор, окружающий этот кристалл. Люминофор АИГ (YAG) может представлять собой взвесь порошка в эпоксидной смоле. В процессе изготовления на кристалл светодиода наносится капля люминофора, заполняющая все углубление, в котором он расположен. Часть излучения светодиода поглощается люминофором, который излучает свет уже в области больших длин волн (рис. 21.7, б).

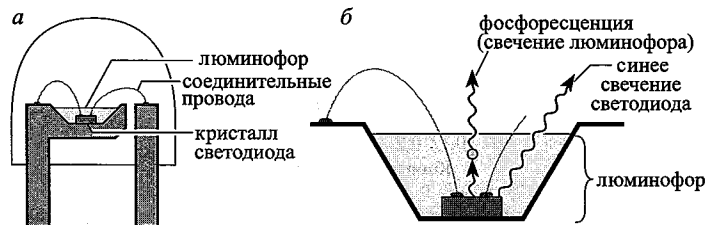


Рис. 21.7. Структура светодиодов белого свечения, состоящего из кристалла светодиода синего свечения на основе InGaN, люминофора и корпуса из эпоксидной смолы (а). Излучение люминофора и синее свечение кристалла (б) (Nakamura, Fasol, 1997)

На рис. 21.8 представлен спектр светодиодной лампы белого света, состоящий из синей полосы излучения полупроводникового кристалла и полосы люминофора, расположенной в длинноволновой области. Толщина слоя люминофора и концентрация люминофора в эпоксидной смоле определяют соотношение интенсивностей двух типов излучения, что позволяет оптимизировать такие характеристики светодиода белого света, как световая эффективность и индекс цветопередачи.

На рис. 21.9 показано расположение спектра рассматриваемой лампы белого света первого поколения на цветовой диаграмме. Предполагается, что излучение имеет белый цвет с голубоватым оттенком. Голубовато-белый цвет лампы подтверждается при взгляде на нее.

Увеличив в таких лампах количество люминофора, удалось улучшить их цветопередачу. У второго поколения источников компании Nichia Chemical Industries Corporation при возбуждении синим светом с длиной волны 460 нм максимум излучения люминофора уже находится на длине волны 655 нм, а полная ширина спектральной линии на половине интенсивности излучения составляет 110 нм (Nagukawa, 2004). В результате этого происходит увеличение излучения в красном диапазоне спектра (рис. 21.10). Более того, применение оптимизированного состава люминофора позволило заметно снизить провал в спектре излучения, что также видно на рис. 21.10. Второе поколение светодиодных источников белого света компании Nichia Chemical Industries Corporation обладает лучшей по сравнению с первым цветопередачей в красной области спектра и более низкой цветовой

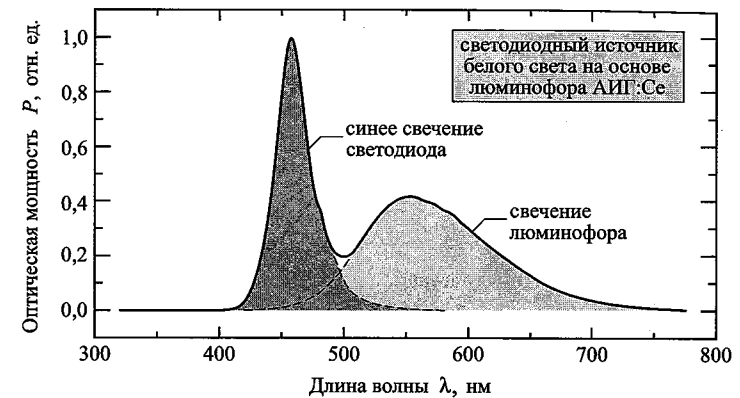


Рис. 21.8. Спектр излучения светодиодной лампы белого света на основе люминофора, изготовленного Nichia Chemical Industries Corporation (Anan, Tokushima, Japan)

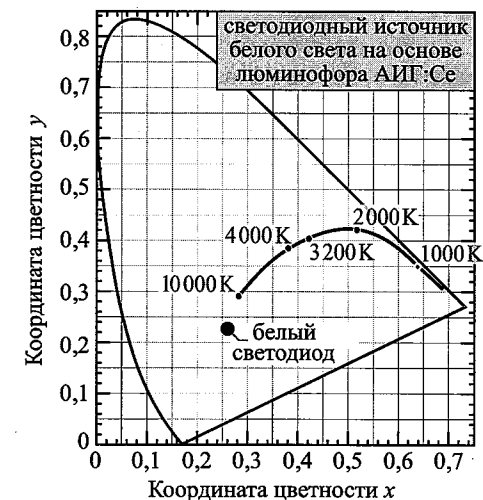


Рис. 21.9. Координаты цветности светодиода белого свечения с люминофором, изготовленного в 2001 г. компанией Nichia Chemical Industries Corporation (Anan, Tokushima, Japan). Представлена кривая Планка с соответствующими цветовыми температурами

температурой, которая лежит в интервале от 2800 К (теплый белый свет) до 4700 К. Цветовая температура источника зависит от состава люминофора.

Однако здесь следует отметить, что добавление люминофора красного цвета ведет к снижению световой эффективности: сильный сдвиг Стокса красных люминофоров снижает эффективность источников

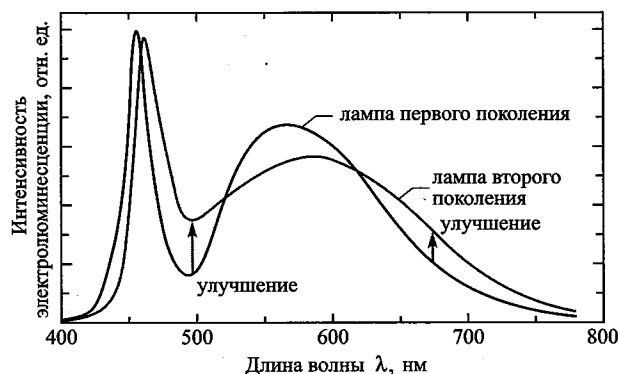


Рис. 21.10. Спектр электролюминесценции светодиодных ламп белого света первого и второго поколений фирмы Nichia Chemical Industries Corporation. Уширение спектра излучения источников второго поколения ведет к повышению индекса цветопередачи и снижению провала на спектральной характеристике (Nagukawa, 2004)

(при длине волне возбуждения 460 нм и длине волны максимума излучения 655 нм). Более того, хорошо известно, что красные люминофоры, возбуждаемые излучением с длиной волны 460 нм, не очень эффективны. Поэтому, хотя в данном случае цветопередача ламп белого света и была улучшена, это удалось сделать за счет снижения их световой эффективности.

Для источников белого света важной характеристикой является объемная *однородность цвета*. Цветность источника белого света не должна зависеть от направления излучения. Для получения однородности цвета необходимо обеспечить такое распределение люминофора, при котором для всех направлений излучения внутри материала длина оптического пути была бы одинаковой (Reeh et al., 2003).

Объемной однородности цвета можно также добиться введением в эпоксидную смолу *минеральных рассеивающих примесей* (Reeh et al., 2003). В качестве таких примесей могут использоваться оптически прозрачные вещества, например  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{BaSO}_4$ , показатель преломления которых отличается от показателя преломления смолы. Назначение минеральных добавок заключается в том, чтобы заставить свет отражаться, преломляться и рассеиваться, уравнивая тем самым вероятность распространения света во всех направлениях, что и обеспечивает объемную однородность цвета.

## 21.5. Пространственное расположение люминофора

Однородность цвета и эффективность источников белого света сильно зависит от *пространственного расположения люминофора*. Существует два варианта расположения люминофора внутри источ-

ника: *ближнее* и *удаленное* (Goetz, 2003; Holcomb et al., 2003; Kim et al., 2005; Luo et al., 2005; Narendran et al., 2005). При ближнем расположении люминофор размещается в непосредственной близости от полупроводникового кристалла (рис. 21.11, а и б). При удаленном расположении люминофор пространственно отделен от кристалла полупроводника (рис. 21.11, в).

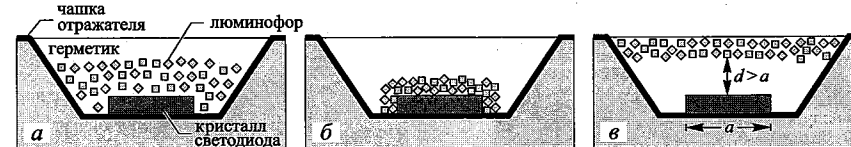


Рис. 21.11. Расположение люминофора: а — ближнее расположение люминофора; б — ближнее конформное; в — удаленное, при котором люминофор и кристалл разделены расстоянием, как минимум превышающим поперечные размеры кристалла (Kim et al., 2005)

На рис. 21.12 приведены фотографии трех вариантов пространственного расположения люминофора. Технология осуществления ближнего расположения люминофора, показанного на рис. 21.12, а, разрабатывалась в Nichia Corporation в течение 1990-х гг. Частицы люминофора растворяются в эпоксидной смоле, которая затем распределяется по чашке отражателя. На частицы люминофора действуют сила тяжести, сила Архимеда и сила трения, которые определяют пространственное распределение люминофора. В результате действия этих сил ближе к поверхности кристалла оказываются более тяжелые частицы люминофора<sup>1)</sup>.

На рис. 21.12, б показан еще один вариант ближнего расположения — *конформное расположение люминофора*. Такое расположение люминофора позволяет существенно снизить затраты на изготовление источников белого света, поскольку нанесение слоя люминофора происходит в процессе формирования полупроводниковой структуры, а не при сборке лампы. Источники света с конформным расположением люминофора характеризуются малой площадью излучения и высокой яркостью, что делает их пригодными для использования в различных оптических системах, например в системах воспроизведения изображений. В таких устройствах, как передние фары автомобиля, часто требуется использование линз. Именно для этих применений и подходят точечные источники, т. е. источники с малой площадью излучения.

Основным недостатком источников света с ближним расположением люминофора является поглощение его излучения полупроводниковым кристаллом. Излучение люминофора, направленное в сторо-

<sup>1)</sup> См. также работу [5].

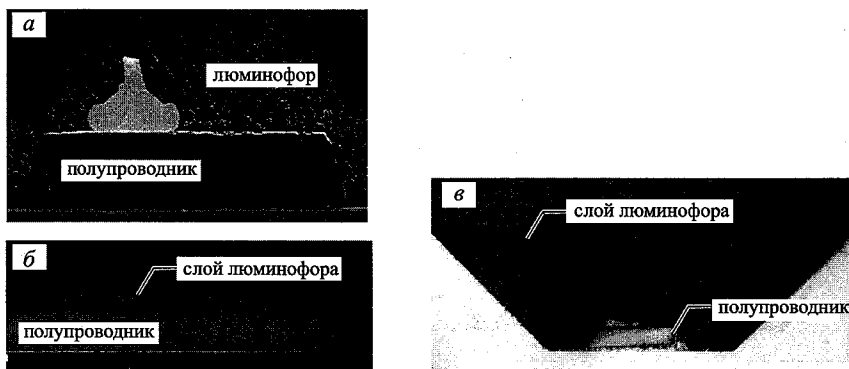


Рис. 21.12. Распределение люминофора внутри источников белого света: *а* — ближнее расположение люминофора; *б* — ближнее конформное расположение люминофора; *в* — удаленное расположение люминофора; *а* и *б* — (Goetz, 2003); *в* — (Kim et al., 2005)

ну полупроводникового кристалла, может быть поглощено, например, металлическими контактами, покрывающими кристалл, поскольку ни контакты, ни сам кристалл, как правило, не обладают высокой отражающей способностью.

Эту проблему можно решить, если люминофор пространственно отделить от полупроводникового кристалла, т.е. создать структуру с удаленным расположением люминофора (Kim et al., 2005; Luo et al., 2005; Nagendran et al., 2005). В структурах с удаленным люминофором существенно снижается вероятность попадания излучения на полупроводниковый кристалл с низкой отражающей способностью. Это объясняется тем, что в таких структурах первичный источник (полупроводниковый кристалл) пространственно удален от вторичного источника (люминофора). Если расстояние между кристаллом и люминофором превышает поперечные размеры кристалла, т.е.  $d > a$ , как показано на рис. 21.11, *в*, вероятность попадания излучения люминофора на поверхность полупроводника существенно снижается. В результате значительно повышается эффективность таких источников. Моделирование хода лучей и эксперименты с источником, созданным на основе синего светодиода InGaN и люминофора, пространственно удаленного от него, действительно показали увеличение интенсивности излучения люминофора на 75% и 27% соответственно (Kim et al., 2005; Luo et al., 2005). Сообщалось (Nagendran et al., 2005), что при использовании метода отвода рассеянных фотонов (метода SPE), удалось повысить выход излучения в среднем на 61%. При низких значениях тока световая отдача SPE-излучателей превышает 80 лм/Вт, тогда как на обычных структурах она, как правило, составляет 54 лм/Вт.

## 21.6. Светодиоды белого свечения на основе УФ кристаллов с люминофором

В работе (Karlicek, 1999) описаны светодиоды белого свечения с УФ-возбуждением люминофора. В таких источниках белого света часто используют светодиоды, работающие в ближней УФ (320–390 нм) и фиолетовой областях спектра на длинах волн, расположенных близко к краю видимого спектра (390–410 нм). Сообщается (Morita et al., 2004) о полупроводниковых диодах, излучающих свет на длине волны  $\sim 400$  нм и обладающих высокой эффективностью.

В полупроводниковых источниках света, работающих в дальнем УФ-диапазоне (200–320 нм), для преобразования длины волны можно использовать обычные люминофоры, которые, например применяются в флуоресцентных лампах. Однако их существенным недостатком является сильный стоксов сдвиг, свойственный источникам дальней УФ-области. Кроме того, при разработке светодиодов дальнего УФ-диапазона на основе AlGaN столкнулись с проблемами, вызванными высоким содержанием алюминия, приводящим к снижению эффективности легирования примесями *p*- и *n*-типа. К тому же оказалось, что эпитаксиальными методами нелегко получить высококачественные слои AlGaN, обладающие низкой плотностью дислокаций и дефектов.

В светодиодах белого свечения с УФ-возбуждением видимое излучение создается непосредственно в люминофоре. Люминофор, используемый в таких светодиодах, подобен люминофору в флуоресцентных лампах, разработанных в 1950-х гг. Практически такие же люминофоры применяются с 1980-х гг. в компактных флуоресцентных лампах. Люминофор в этих лампах возбуждается УФ-излучением газовых разрядов, происходящих в ртутных лампах низкого давления. Основное излучение ртутных ламп приходится на длину волны 254 нм. Люминофоры, обладающие сильной поглощающей способностью в этом диапазоне длин волн, уже выпускаются серийно, и их характеристики цветопередачи подходят для многих применений.

Описаны (Kaufmann et al., 2001) светодиоды белого свечения, использующие для возбуждения УФ-светодиоды AlInGaN и смесь трех люминофоров. УФ-светодиод излучает на длинах волн 380–400 нм, т.е. на границе видимой и УФ-областей спектра. Смесь люминофоров состоит из трех компонентов, излучающих свет в красной, зеленой и синей частях спектра. Индекс цветопередачи таких светодиодов приблизительно равен 78.

Современные люминофоры обладают довольно высокими индексами цветопередачи (60–100), что является достоинством светодиодов белого свечения с УФ-накачкой, созданных на их основе. Сообщается (Radkov et al., 2003) о смеси люминофоров, возбуждаемой на длине волны  $\sim 400$  нм, с очень высокими значениями индекса цветопередачи

(~ 97). Видимая часть спектра излучения таких белых СД определяется только излучением люминофоров, поскольку накачка производится УФ-излучением кристалла. Поэтому светодиоды белого свечения с УФ-возбуждением отличаются хорошей воспроизводимостью оптических спектров, что свидетельствует о хорошо отработанной технологии. При помощи моделирования методом Монте Карло (Radkov et al., 2004) было показано, что координаты цветности источников с люминофорами, возбуждаемыми различными светодиодами с длинами волн в диапазоне 400–410 нм, различаются незначительно (лежат в пределах первого эллипса МакАдама). Было также показано, что координаты цветности светодиодов с люминофором с УФ-накачкой меняются в гораздо более узких пределах, чем у источников с люминофорами, возбуждаемыми светодиодами синего свечения.

Основным недостатком светодиодов белого свечения с УФ-накачкой являются сравнительно высокие энергетические потери (сдвиг Стокса) при преобразовании УФ-излучения в белый свет. Поэтому потенциальная световая отдача таких светодиодов значительно ниже, чем светодиодов белого свечения с возбуждением желтого люминофора при помощи светодиодов синего свечения.

### 21.7. Светодиоды белого свечения на основе полупроводниковых преобразователей (PRS-LED)

В работе (Guo et al., 1999) приведено описание светодиодов белого свечения на основе полупроводниковых преобразователей длины волны. На рис. 21.13 схематично показана структура полупроводникового светодиода с перепоглощением фотонов. Видно, что часть фотонов, испущенных светодиодом синего свечения на основе InGaN, поглощается вторичной активной областью AlInGaP, что приводит к повторному излучению фотонов. Вторично испущенные фотоны обладают меньшей энергией, чем исходные. Для получения белого света между интенсивностями излучения обеих составляющих должно поддерживаться определенное соотношение, вычислением которого мы будем заниматься. На рис. 21.14 схематично показано распределение энергии внутри рассматриваемого устройства. Пусть  $P_0$  — входная электрическая мощность,  $P_1$  и  $P_2$  — мощности выходного излучения в синем и желтом диапазонах длин волн,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  — к.п.д. светодиода синего свечения и полупроводникового преобразователя с перепоглощением фотонов соответственно. Расчет эффективности и световой отдачи такого устройства будет приведен ниже.

При выборе оптимальных значений рабочих длин волн для получения максимальной эффективности устройств необходимо учитывать энергетические потери в процессе перепоглощения фотонов. Следует отметить, что даже при единичном квантовом выходе процесс перепоглощения фотонов неизбежно сопровождается потерями энергии.

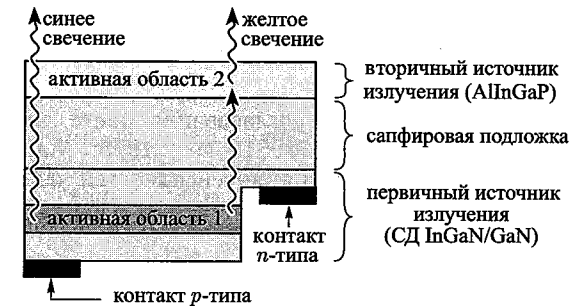


Рис. 21.13. Структура полупроводникового светодиода с перепоглощением фотонов с двумя активными областями: областью инжекции тока (первая активная область) и областью оптического возбуждения (вторая активная область) (Guo et al., 1999)

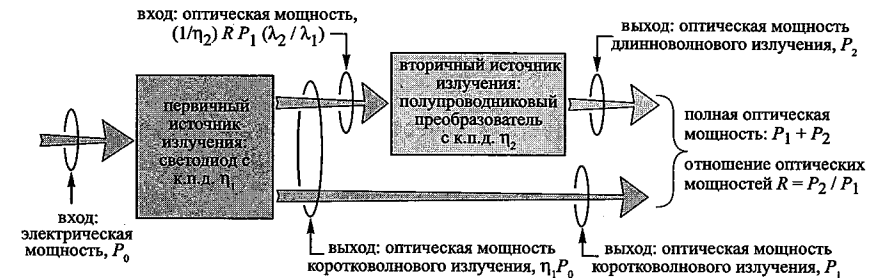


Рис. 21.14. Распределение энергии внутри полупроводникового светодиода белого свечения с перепоглощением фотонов:  $P_0$  — входная электрическая мощность, а  $P_1$  и  $P_2$  — мощности выходного излучения.

Для нахождения оптимальной рабочей длины волны представим белое свечение в виде излучения стандартного источника С с координатами цветности  $x_c = 0,3101$ ,  $y_c = 0,3163$ ,  $z_c = 0,3736$ , а по этим координатам определим комплементарные длины волн.

### 21.8. Расчет отношения интенсивностей излучения в светодиоде с перепоглощением фотонов

Теперь рассчитаем отношение интенсивностей излучения от двух источников для получения результирующего белого свечения, а также определим световую эффективность светодиода с перепоглощением фотонов. Считаем, что  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — длины волн излучения первичного (коротковолнового) и вторичного (длинноволнового) источников света. Для получения белого света  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  должны быть парой комплементарных длин волн. Определим веса цветов двух источников излучения

в виде

$$m_1 = \bar{x}_1 + \bar{y}_1 + \bar{z}_1 \text{ и } m_2 = \bar{x}_2 + \bar{y}_2 + \bar{z}_2, \quad (21.6)$$

где  $\bar{x}_1, \bar{y}_1, \bar{z}_1, \bar{x}_2, \bar{y}_2, \bar{z}_2$  — функции согласования цвета для двух длин волн излучения:  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (Judd, 1951; Vos, 1978; MacAdam, 1950, 1985). Для нахождения отношения интенсивностей излучения двух источников света используем выражение

$$R = P_1/P_2, \quad (21.7)$$

где  $P_1$  и  $P_2$  — оптические мощности источников длинноволнового ( $\lambda_2$ ) и коротковолнового ( $\lambda_1$ ) излучения. Координаты цветности результирующего спектра определяются следующими соотношениями

$$y_{\text{new}} = \frac{P_1 \cdot \bar{y}_1 + P_2 \cdot \bar{y}_2}{P_1 \cdot m_1 + P_2 \cdot m_2} = \frac{\bar{y}_1 + R \cdot \bar{y}_2}{m_1 + R \cdot m_2}, \quad (21.8)$$

$$x_{\text{new}} = \frac{\bar{x}_1 + R \cdot \bar{x}_2}{m_1 + R \cdot m_2}. \quad (21.9)$$

Для источников белого цвета в качестве  $y_{\text{new}}$  и  $x_{\text{new}}$  могут быть выбраны координаты цветности стандартного источника С:  $x_c = 0,3101$ ,  $y_c = 0,3162$  (CIE, 1932; Judd, 1951), т. е.  $x_{\text{new}} = x_c = 0,3101$ ,  $y_{\text{new}} = y_c = 0,3162$ . Решая уравнение (21.8), находим соотношение для  $R$

$$R = \frac{\bar{y}_1 - y_c \cdot m_1}{y_c \cdot m_2 - \bar{y}_2}. \quad (21.10)$$

На рис. 21.15 показан график, построенный по выражению (21.10) в зависимости от длины волны.

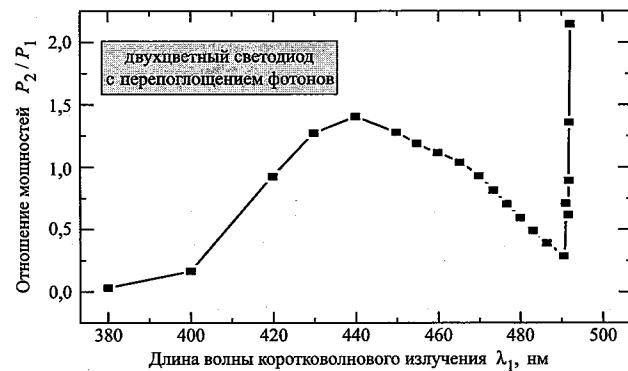


Рис. 21.15. Расчетные значения отношения двух выходных оптических мощностей  $P_1$  и  $P_2$ , при которых результирующее излучение имеет белый цвет (Guo, et al., 1999)

## 21.9. Расчет световой отдачи светодиода с перепоглощением фотонов

Для получения на длине волны  $\lambda_2$  оптической мощности  $P_2$  при перепоглощении фотонов, которые испущены первичным источником, работающим на длине волны  $\lambda_1$ , на вход вторичного преобразователя должна поступать оптическая мощность излучения

$$\frac{P_2}{\eta_2} \cdot \frac{\lambda_2}{hc} \cdot \frac{hc}{\lambda_1} = \frac{P_2 \cdot \lambda_2}{\eta_2 \cdot \lambda_1}, \quad (21.11)$$

где  $\eta_2$  — коэффициент преобразования одного типа оптической энергии в другой в процессе перепоглощения фотонов. Если  $P_0$  — входная электрическая мощность, то оптическая мощность излучения первичного светодиода  $\eta_1 P_0$ , где  $\eta_1$  — коэффициент преобразования электрической энергии в оптическую в первичном источнике. Тогда для оптической мощности излучения первичного источника можно записать соотношения

$$P_1 + \frac{P_2 \cdot \lambda_2}{\eta_2 \cdot \lambda_1} = \eta_1 \cdot P_0 \quad (21.12)$$

Решая это уравнение относительно  $P_0$  и используя выражение  $P_2 = R \cdot P_1$ , получаем

$$P_0 = P_1 \cdot \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{R \cdot \lambda_2}{\eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \lambda_1} \right). \quad (21.13)$$

Полная выходная оптическая мощность светодиода с перепоглощением фотонов определяется соотношением

$$P_{\text{out}} = P_1 + P_2 = (1 + R) \cdot P_1, \quad (21.14)$$

поэтому для нахождения коэффициента преобразования электрической энергии в оптическую внутри такого устройства можно вывести выражение

$$\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_0} = \frac{P_1 \cdot (1 + R)}{P_1 \cdot \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{R \cdot \lambda_2}{\eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \lambda_1} \right)} = \frac{1 + R}{\frac{1}{\eta_1} + \frac{R \cdot \lambda_2}{\eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \lambda_1}}. \quad (21.15)$$

Световой поток устройства описывается выражением

$$\Phi_{\text{lum}} = 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \cdot (\bar{y}_1 \cdot P_1 + \bar{y}_2 \cdot P_2) = 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \cdot (\bar{y}_1 + \bar{y}_2 \cdot R) \cdot P_1. \quad (21.16)$$

Тогда световую эффективность излучения светодиода с перепоглощением фотонов, измеряемую в люменах на оптический ватт, можно найти из выражения

$$\frac{\Phi_{\text{lum}}}{P_{\text{out}}} = 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \cdot \frac{(\bar{y}_1 + \bar{y}_2 \cdot R)}{1 + R}. \quad (21.17)$$

Отсюда получим выражение для нахождения световой отдачи таких устройств, измеряемой в люменах на электрический ватт

$$\frac{\Phi_{\text{lum}}}{P_0} = 683 \frac{\text{лм}}{\text{Вт}} \cdot \eta \cdot \frac{(\bar{y}_1 + \bar{y}_2 \cdot R)}{1 + R} \quad (21.18)$$

Используя эту формулу, можно рассчитать световую отдачу светодиода в виде функции от длины волны излучения первичного источника. На рис. 21.16 представлены результаты расчетов для идеальных источников, т. е. при  $\eta_1 = \eta_2 = 100\%$ .

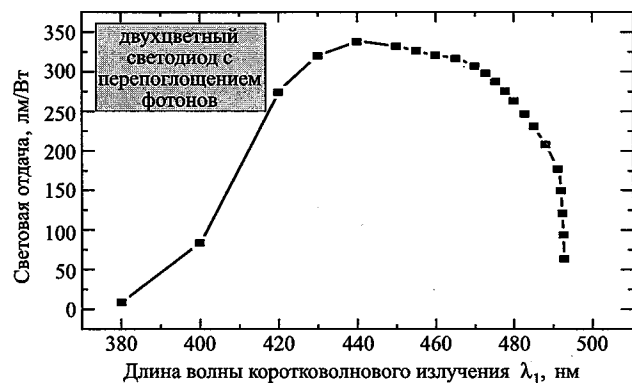


Рис. 21.16. Результаты расчета световой отдачи светодиодов с перепоглощением фотонов в зависимости от длины волны первичного источника (Guo et al., 1999)

Максимальная световая отдача (336 лм/Вт) соответствует длине волны первичного источника излучения 440 нм. В расчетах предполагалось, что оба источника излучают монохроматический свет. Однако ширина спектра спонтанного излучения полупроводников равна  $1,8kT$ . Принимая во внимание конечную ширину спектральной линии излучения, реальная световая отдача будет несколько ниже представленной на рис. 21.16.

### 21.10. Спектр излучения светодиода с перепоглощением фотонов

В работе (Guo et al., 1999) описаны светодиоды на основе светодиодов синего свечения InGaN/GaN и электрически пассивного вторичного источника AlInGaP, излучающего свет в красной области спектра, использующего перепоглощение фотонов. На рис. 21.17 показан спектр излучения такого устройства. Видно, что спектральная линия первичного светодиода находится на длине волны 470 нм, а вторичного источника — на длине волны 630 нм, что соответствует поглощению

света с длиной волны 470 нм в слое AlInGaP и переизлучению фотонов с длиной волны 630 нм. В качестве вторичного источника в этом эксперименте использована двойная гетероструктура AlInGaP/GaAs. Источник был планарным без текстурированной поверхности.

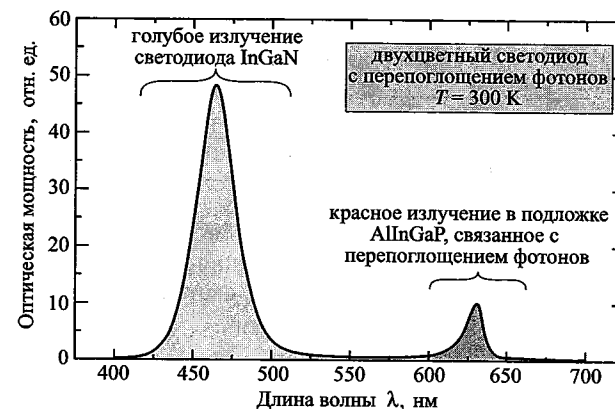


Рис. 21.17. Спектр излучения двухцветных светодиодов с перепоглощением фотонов, где в качестве первичного источника используется светодиод синего свечения на основе InGaN, а в качестве вторичного — подложка AlInGaP с излучением в красной области спектра (Guo et al., 2000)

Для предотвращения поглощения излучения в подложке GaAs ее удаляют с эпитаксиального слоя AlInGaP. Для этого сначала структуру AlInGaP/GaAs, используемую для перепоглощения фотонов, размещают на гладкой стеклянной поверхности. Затем подложка GaAs удаляется методом шлифовки и жидкостного химического травления. После этого пластина первичного источника соединяется с пластиной, на которой размещен вторичный источник.

В табл. 21.2 приведены теоретические значения световой отдачи светодиодов с перепоглощением фотонов и некоторых других типов светодиодов белого свечения. В расчетах предполагалось, что светодиоды характеризуются единичной квантовой эффективностью и отсутствием потерь мощности на последовательных сопротивлениях. Видно, что двухцветные источники света по сравнению с излучателями с более широким спектром обладают большей светоотдачей.

Как правило, двухцветные светодиоды белого свечения имеют большую световую отдачу, но худшую цветопередачу, чем трехцветные. Поэтому на практике всегда приходится искать компромисс, исходя из значений этих параметров (Walter, 1971). Существуют два способа улучшения цветопередачи двухцветных светодиодов. Во-первых, можно расширить спектр излучения светодиодов, например методом градиентного изменения химического состава основной композиции. Во-вторых, в структуру двухцветного светодиода можно добавить



Таблица 21.1. Теоретические значения светоотдачи разных типов светодиодов белого свечения

Типы светодиодов	Световая отдача, лм/Вт	Координаты цветности (x, y)
Двухцветные светодиоды	300–360	(0,31;0,32)
Двухцветные светодиоды с широким спектром	280–350	(0,31;0,32)
Трехцветные светодиоды	240–340	(0,31;0,32)
Светодиоды с люминофорами	200–280	(0,31;0,32)

второй источник для перепоглощения фотонов, т.е., по сути, создать трехцветный светодиод. Однако расширение спектральных линий и введение дополнительных линий снижает световую отдачу и световую эффективность излучения устройства.

### 21.11. Светодиоды белого свечения на основе красителей

В светодиодах белого свечения в качестве преобразователей длин волн используют органические молекулы красителей, которые, как правило, встраиваются в герметик из эпоксидной смолы (Schotter et al., 1997) или в оптически прозрачные полимеры.

Конечное время жизни органических молекул является серьезным недостатком органических красителей. После определенного числа актов поглощения фотонов молекулы красителей "обесцвечиваются", т.е. их оптическая активность снижается. Обычно молекулы красителей сохраняют свою стабильность в течение  $10^4$ – $10^6$  оптических переходов (Jones, 2000). Низкая стабильность красителей является еще одним существенным их недостатком. Время их жизни значительно меньше срока службы преобразователей длины волны на основе полупроводников или люминофоров.

Красители характеризуются сравнительно небольшой разницей между спектрами поглощения и излучения (сдвиг Стокса). Например, стоксов сдвиг для красителя «Кумарин 6» равен всего лишь 50 нм, что значительно меньше, чем необходимо для реализации двухцветных светодиодов белого свечения, у которых разница между длинами волн первичного и вторичного излучения должна быть не меньше 100 нм.

### Библиографический список

Bando K., Noguchi Y., Sakano K., and Shimizu Y. (in Japanese) *Tech. Digest, Phosphor Res. Soc., 264th Meeting*, November 29 (1996).

- CIE *Commission Internationale de l'Eclairage Proceedings, 1931* (Cambridge University Press, Cambridge, 1932).
- Goetz W. "White lighting (illumination) with LEDs" *Fifth International Conference on Nitride Semiconductors*, Nara, Japan, May 25–30 (2003).
- Guo X., Graff J. W., and Schubert E. F. "Photon-recycling semiconductor light-emitting diode" *IEDM Technical Digest, IEDM-99*, 600 (1999).
- Guo X., Graff J. W., and Schubert E. F. "Photon-recycling for high brightness LEDs" *Compound Semiconductors 6*, May/June (2000).
- Holcomb M. O., Mueller-Mach R., Mueller G. O., Collins D., Fletcher R. M., Steigerwald D. A., Eberle S., Lim Y. K., Martin P. S., and Krames M. "The LED light bulb: Are we there yet? Progress and challenges for solid-state illumination" *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, Maryland, June 1–6 (2003).
- Ivey H. F. "Color and efficiency of luminescent light sources" *J. Opt. Soc. Am.* **53**, 1185 (1963).
- Jones G., частное сообщение (2000).
- Judd D. B. "Report of US secretariat committee on colorimetry and artificial daylight" in *Proceedings of the Twelfth Session of the CIE, Stockholm* Vol. **1**, p. 11 (Bureau central de la CIE, Paris, 1951).
- Justel T., Nikol H., and Ronda C. R. "New developments in the field of luminescent materials for lighting and displays" *Angewandte Chemie (International Edition)* **37**, 3084 (1998).
- Karlicek Jr. R. F., частное сообщение (1999).
- Kaufmann U., Kunzer M., Köhler K., Obloh H., Pletschen W., Schlotter P., Schmidt R., Wagner J., Ellens A., Rossner W., and Kobusch M. "Ultraviolet pumped tricolor phosphor blend white emitting LEDs" *Phys. Stat. Sol. (a)* **188**, 143 (2001).
- Kim J. K., частное сообщение (2005).
- Kim J. K., Luo H., Schubert E. F., Cho J., Sone C., and Park Y. "Strongly enhanced phosphor efficiency in GaInN white light-emitting diodes using remote phosphor configuration and diffuse reflector cup" *Jpn. J. Appl. Phys. - Express Letter* **44**, L 649 (2005).
- Luo H., Kim J. K., Schubert E. F., Cho J., Sone C., and Park Y. "Analysis of high-power packages for phosphor-based white-light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **86**, 243505 (2005).
- MacAdam D. L. "Maximum attainable luminous efficiency of various chromaticities" *J. Opt. Soc. Am.* **40**, 120 (1950).
- MacAdam D. L. *Color Measurement: Theme and Variations* (Springer, New York, 1985).
- Morita D., Yamamoto M., Akaishi K., Matoba K., Yasutomo K., Kasai Y., Sano M., Nagahama S.-I., and Mukai T. "Watt-class high-output-power 365 nm ultraviolet light-emitting diodes" *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 5945 (2004).
- Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagahama S., Yamada T., and Mukai T. "Superbright green InGaN single-quantum-well-structure light-emitting diodes" *Jpn. J. Appl. Phys. (Lett.)* **34**, L1332 (1995).

- Nakamura S. and Fasol G. *The Blue Laser Diode* (Springer, Berlin, 1997).
- Narendran N., Gu Y., Freyssonier-Nova J. P., and Zhu Y. "Extracting phosphor-scattered photons to improve white LED efficiency" *Phys. Stat. Sol. (a)* **202**, R60 (2005).
- Narukawa Y. "White light LEDs" *Optics & Photonics News* **15**, № 4, p. 27 (2004).
- Osram-Sylvania Corporation. Data sheet on type 4350 phosphor (2000).
- Potdevin A., Chadeyron G., Boyer D., Caillier B., and Mahiou R. "Sol-gel based YAG:Tb<sup>3+</sup> or Eu<sup>3+</sup> phosphors for application in lighting sources" *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 3251 (2005).
- Radkov E., Setlur A., Brown Z., and Reginelli J. "High CRI phosphor blends for near UV LED lamps" *Proc. SPIE* **5530**, 260 (2003).
- Radkov E., Bompiedi R., Srivastava A. M., Setlur A. A., and Becker C. "White light with UV LEDs" *Proc. SPIE* **5187**, 171 (2004).
- Reeh U., Höhn K., Stath N., Waitl G., Schlotter P., Schneider J., and Schmidt R. "Light-radiating semiconductor component with luminescence conversion element" US Patent 6,576,930 B2 (2003).
- Schlotter P., Schmidt R., and Schneider J. "Luminescence conversion of blue light emitting diodes" *Appl. Phys. A* **64**, 417 (1997).
- Schlotter P., Baur J., Hielscher C., Kunzer M., Obloh H., Schmidt R., and Schneider J. "Fabrication and characterization of GaN/InGaN/AlGaIn double heterostructure LEDs and their application in luminescence conversion LEDs" *Materials Sci. Eng.* **B59**, 390 (1999).
- Srivastava A. M. "Phosphors" *Encyclopedia of Physical Science and Technology* 3rd edition **11**, 855 (2004).
- Srivastava A. M. and Ronda C. R. "Phosphors" *Interface (The Electrochemical Society)* **12** (2), p. 48 (2003).
- Thornton W. A. "Luminosity and color-rendering capability of white light" *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1155 (1971).
- Vos, J. J. "Colorimetric and photometric properties of a 2-degree fundamental observer" *Color Res. Appl.* **3**, 125 (1978).
- Walter W. "Optimum phosphor blends for fluorescent lamps" *Appl. Opt.* **10**, 1108 (1971).
- Wegh R. T., Donker H., Oskam K. D., and Meijerink A. "Visible quantum cutting in LiGdF<sub>4</sub>:Eu<sup>3+</sup> through downconversion" *Science* **283**, 664 (1999).

#### Дополнение редактора

1. Способ изготовления многоэлементных электролюминесцентных полупроводниковых источников света / В. А. Абрамов, О. Н. Ермаков, В. П. Сушков // А. с. СССР. №635813 Приор. 09.12.1977 г.
2. Коган Л. М., Вишневская Б. И., Ковырева Н. И., Родкин В. С. Электронная промышленность. 1992. № 2. С. 46–47.
3. Спектры люминесценции, эффективность и цветовые характеристики светодиодов белого свечения на основе *p-n*-гетероструктур InGaIn/GaN, покрытых люминофорами / М. Л. Бадгутдинов, Е. В. Коробов, Ф. А. Лукьянов, А. Э. Юнович, Л. М. Коган, Н. А. Гальчина, И. Т. Рассохин, Н. П. Социн // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 6. С. 758–763.

4. Мощные светодиоды белого свечения для освещения / М. Л. Бадгутдинов, Н. А. Гальчина, Л. М. Коган, И. Т. Рассохин, Н. П. Социн, А. Э. Юнович // Светотехника. 2006. № 3. С. 36–40.
5. Спектры электролюминесценции ультрафиолетовых светодиодов на основе *p-n*-гетероструктур типа InGaIn/AlGaIn/GaN, покрытых люминофорами / Н. А. Гальчина, Л. М. Коган, Н. П. Социн, С. С. Широков, А. Э. Юнович // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 9. С. 1143–1148.
6. Abramov V. S., Anikin P. P., Shishov A. V., Yunovich A. E. Angle dependence of white LED's color characteristics // 8th Wide-Bandgap III-Nitride Workshop, Sept. – Oct., 2003. — Richmond, Virginia, USA. Abstr. MPos-19. P. 92.

## Глава 22

## ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ

Светодиоды используются в системах связи, работающих с низкими и средними скоростями передачи данных (менее 1 Гбит/с) и передающих информацию на короткие и средние расстояния (менее 10 км). Такие системы основаны либо на *световых волнах, распространяющихся по волноводам* (Keiser, 1999; Neyer et al., 1999; Hecht, 2001; Mynbaev, Scheiner, 2001; Kibler et al., 2004), либо на *световых волнах, распространяющихся в свободном пространстве* (Carguthers, 2002; Heatley et al., 1998; Kahn, Barry, 2001). В волоконно-оптических системах связи в качестве среды передачи используются отдельные световоды *кварцевые* или *полимерные* жгуты из них. Данные в таких системах передаются на расстояния нескольких километров. Передача информации беспроводными системами связи обычно ограничивается пределами комнаты, хотя возможна передача и на большие расстояния. В этой главе будут обсуждаться характеристики передающей среды систем связи на основе светодиодов.

## 22.1. Типы оптических волокон

Оптические волокна состоят из круглой сердцевины, окруженной оболочкой. Показатель преломления сердцевины всегда выше, чем у оболочки (приблизительно на 1%). Свет распространяется по сердцевине волокна благодаря явлению *полного внутреннего отражения*. Условия полного внутреннего отражения выводятся из закона Снеллиуса. При соблюдении этих условий луч света, падающий на границу сердцевина — оболочка, не может выйти за пределы сердцевины, т. е. будет распространяться внутри сердцевины по *зигзагообразной траектории*.

В системах связи используют несколько типов оптических волокон: *волокно со ступенчатым профилем показателя преломления, многомодовое волокно с градиентным профилем показателя преломления и одномодовое волокно*. На рис. 22.1 показаны все три типа оптических волокон и их профили показателя преломления.

Многомодовые волокна со ступенчатым профилем показателя преломления обладают сравнительно большими диаметрами сердцевины. Например, диаметры сердцевины кварцевых волокон, используемых в си-

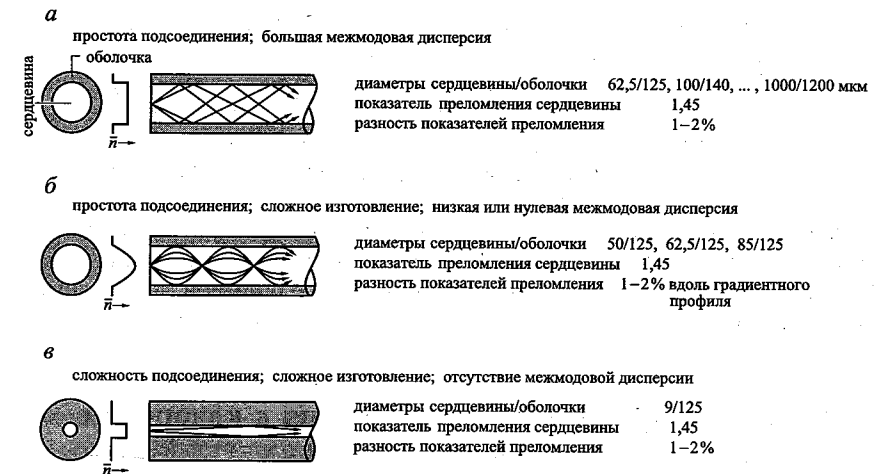


Рис. 22.1. Многомодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления, поддерживающее распространение нескольких оптических мод (а). Многомодовое волокно с параболическим профилем показателя преломления, поддерживающее распространение нескольких оптических мод с одинаковыми константами распространения (б). Такие волокна обладают меньшей межмодовой дисперсией, чем волокна предыдущего типа. Одномодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления (в). Такие волокна отличаются малыми диаметрами сердцевины и отсутствием межмодовой дисперсии

стемах связи, обычно составляют 50 мкм, 62,5 мкм и 100 мкм. Диаметры сердцевины полимерных волокон, как правило, еще больше — около 1 мм. Достоинством многомодовых волокон является *простота сопряжения* с источниками света. Для таких волокон с диаметрами  $\sim 50$  мкм обычно достаточно точности выравнивания  $a = \pm 5$  мкм. Основным недостатком многомодовых волокон является значительная *межмодовая дисперсия*.

Поскольку диаметры сердцевины многомодовых волокон намного превышают рабочую длину волны, в волноводе одновременно могут распространяться несколько оптических мод. Эти моды имеют разные константы распространения света, и при одновременном вводе в волновод им требуется разное время для достижения конца волновода, что приводит к уширению оптического импульса и ограничению максимальной скорости передачи данных при заданной длине волновода.

В многомодовых волокнах с параболическим профилем показателя преломления межмодовая дисперсия значительно меньше, чем в случае ступенчатого профиля.

Диаметр сердцевины одномодовых волокон так мал (5–10 мкм), что в них может распространяться только одна оптическая мода. Достоинством таких волокон является *отсутствие межмодовой дисперсии*, а недостатком — *сложность сопряжения* с источниками света. Из-за

малого диаметра сердцевины волокна яркость источников света должна быть сравнима с яркостью лазеров. Поэтому для работы с одномодовыми волокнами используются светодиоды с торцевым излучением и суперлюминесцентные светодиоды. Точность выравнивания светодиодов с такими волокнами должна составлять несколько микрометров.

Для повышения *оптической мощности* передаваемого сигнала диаметр сердцевины волокна и разность показателей преломления сердцевины и оболочки должны быть как можно больше. В настоящее время выпускаются специальные волокна, диаметр сердцевин которых превышает 1 мм. Но такие волокна из-за большой межмодовой дисперсии не пригодны для использования в системах связи.

## 22.2. Спектр затухания излучения в кварцевых и полимерных волокнах

Кварц ( $\text{SiO}_2$ ) обладает отличными оптическими свойствами, а также высокой стабильностью. На рис. 22.2 показан спектр затухания излучения в кварцевых волокнах. Видно, что минимальные потери 0,2 дБ/км соответствуют длине волны 1,55 мкм.

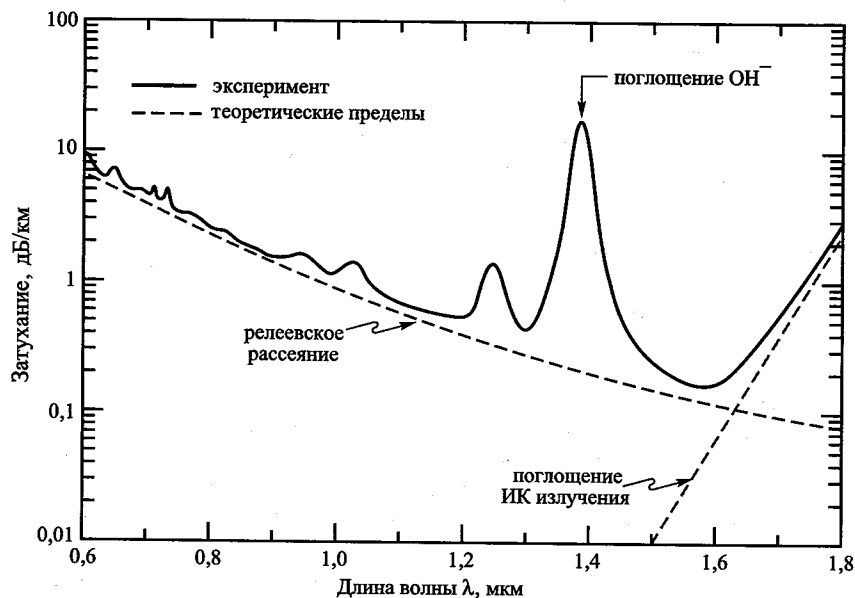


Рис. 22.2. Экспериментально полученный спектр затухания излучения в кварцевых волокнах (сплошная линия) и теоретические пределы (штриховые линии), связанные в коротковолновой области с релеевским рассеянием, а в инфракрасной области — с колебаниями молекул (инфракрасным поглощением).

Для передачи сигналов по кварцевым волонным световодам используются оптические окна прозрачности 0,85 мкм, 1,3 мкм и 1,55 мкм. Окно прозрачности на длине волны 0,85 мкм пригодно для работы со светодиодами на основе GaAs и лазерами. Однако на использование этого окна накладываются ограничения короткие расстояния передачи данных, что связано с дисперсией и высоким затуханием излучения в кварцевых волокнах на этой длине волны. Окно прозрачности 1,3 мкм также используется при работе со светодиодами и лазерами. Это окно характеризуется сравнительно низкими потерями и нулевой дисперсией, что позволяет осуществлять высокоскоростную передачу данных, в частности, в одномодовых волноводах и волокнах с градиентным профилем показателя преломления. В окне прозрачности 1,55 мкм наблюдаются самые низкие потери, поэтому оно применяется для скоростной передачи данных на большие расстояния. Для обеспечения высокой скорости передачи данных необходимо использовать одномодовые световоды. Поскольку трудно организовать эффективную связь светодиодов с одномодовыми волокнами, для работы в окне прозрачности 1,55 мкм предпочтительнее использовать лазеры, а не светодиоды.

Для передачи данных на короткие расстояния в последнее время все чаще применяют полимерные оптические волокна (Neyer et al., 1999; Kibler et al., 2004). Однако потери в полимерных световодах почти в 1000 раз превышают потери в кварцевых волокнах. Поэтому расстояния передачи данных здесь находятся в пределах от нескольких метров до нескольких сотен метров, т.е. такие световоды могут использоваться для обеспечения связи, например, в автомобиле (Kibler et al., 2004) или самолете.

На рис. 22.3 показан спектр затухания полимерных оптических волокон. Предпочтительное окно прозрачности для этих волокон соответствует длине волны 650 нм, на которой потери порядка 0,1–0,2 дБ/м. На более коротких длинах волн затухание в полимерных волокнах еще сильнее, и при этом возрастает дисперсия. Поэтому оптимальной длиной волны при работе с полимерными волокнами считается 650 нм.

## 22.3. Межмодовая дисперсия в оптических волокнах

Межмодовая дисперсия характерна для многомодовых оптических волокон, обладающих по сравнению с одномодовыми световодами большим диаметром сердцевин или значительной разницей между значениями показателя преломления сердцевин и оболочки. Типичные значения диаметра сердцевин лежат в пределах 50–1000 мкм для многомодовых волокон и 5–10 мкм для одномодовых. При построении геометрической модели световода руководствуются тем, что *разным оптическим модам* соответствуют лучи света, распространяющиеся внутри сердцевин волокна под *разными углами*. Построение оптической модели многомодового оптического волокна не является целью

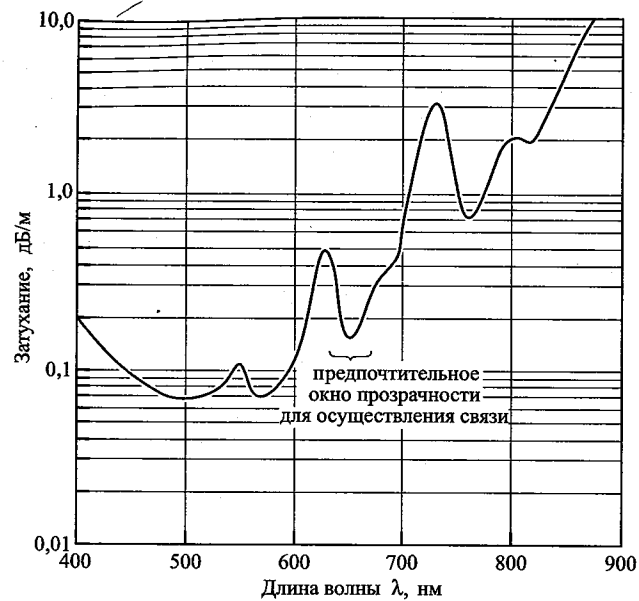


Рис. 22.3. Спектр затухания излучения в полимерных волокнах PMMA со ступенчатым профилем показателя преломления. На длине волны 650 нм, предпочтительной для осуществления связи по этим волокнам, затухание составляет 150 дБ/км (справочные данные Toray Industries Ltd., 2002)

этого раздела. Здесь будет описан способ оценки межмодовой дисперсии в оптическом волокне.

Пусть  $\bar{n}_1$  — показатель преломления сердцевины оптического волокна,  $\bar{n}_2$  — показатель преломления его оболочки. Считаем, что в световоде одновременно распространяются несколько оптических мод. На рис. 22.4 показаны две такие моды. Поскольку углы распространения мод различны, моды проходят оптические пути разной длины. Мода, имеющая меньший угол распространения  $\theta$ , достигнет другого конца световода раньше. Межмодовая дисперсия внутри волокна определяется разностью времен достижения конца световода самой быстрой и самой медленной из оптических мод, нормированной на длину световода  $L$ .

В расчетах также предполагается, что фазовая и групповая скорости определяются выражением  $v_{ph} = c/\bar{n}_1 \approx v_{gr}$ . Самая быстрая оптическая мода обладает наименьшим углом распространения, который будем считать приближенно равным нулю, т. е.  $\theta_{m=0} \approx 0^\circ$ . Самая медленная оптическая мода обладает наибольшим углом распространения, который будем считать приближенно равным критическому углу полного внутреннего отражения, т. е.  $\theta_m \approx \theta_c$ . Такое приближение можно без

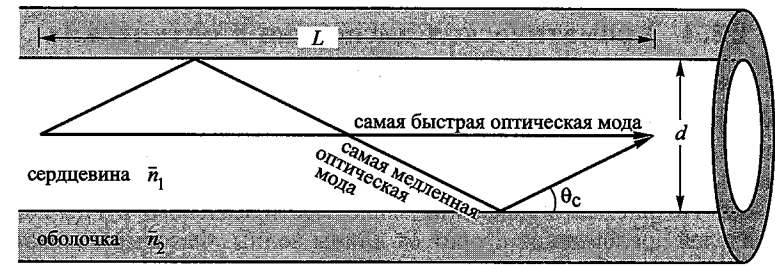


Рис. 22.4. Геометрическая модель для оценки межмодовой дисперсии в многомодовом оптическом волокне

потери точности применить к любому числу мод, распространяющихся в световоде.

Времена распространения самой быстрой и самой медленной моды на единицу длины волокна определяются выражениями

$$\tau_{fast} = \frac{L}{c/\bar{n}_1}, \quad \tau_{slow} = \frac{L/\cos\theta_c}{c/\bar{n}_1}, \quad (22.1)$$

где критический угол полного внутреннего отражения выводится из закона Снеллиуса:

$$\theta_c = \arccos(\bar{n}_2/\bar{n}_1). \quad (22.2)$$

Тогда задержку времени достижения модами противоположного конца световода на единицу длины, или волноводную дисперсию, можно найти из выражения

$$\frac{\Delta\tau}{L} = \frac{\tau_{slow} - \tau_{fast}}{L} = \frac{\bar{n}_1}{c} \cdot \left( \frac{1}{\cos\theta_c} - 1 \right). \quad (22.3)$$

Чем больше мод может распространяться по световоду, тем больше время задержки между самой быстрой и самой медленной модами. Следовательно, чем больше оптических мод поддерживается световодом, тем выше в нем межмодовая дисперсия.

**Упражнение.** Оценка межмодовой дисперсии в оптическом волокне

Пусть показатель преломления сердцевины многомодового оптического волокна  $\bar{n}_1 = 1,45$ , а показатель преломления его оболочки  $\bar{n}_2 = 1,4$ . Требуется определить время задержки между самой быстрой и самой медленной оптическими модами, а также рассчитать максимально возможную скорость передачи на расстояние 1 км.

**Решение.** Из закона Снеллиуса (22.2) найдем величину  $\theta_c \approx 15^\circ$ . Для вычисления временной задержки используем выражение (22.3):  $\Delta\tau = 170$  нс. Величина  $\Delta\tau$  определяет минимальное время передачи одного бита информации. Тогда максимальную скорость передачи данных можно оценить как  $f_{max} = 1/170$  нс = 5,8 Мбит/с. Из расчетов видно, что межмодовая дисперсия может заметно влиять на параметры оптических систем связи. Поэтому в системах, требующих высоких скоростей передачи данных, предпочтительнее использовать одномодовые волокна или многомодовые, но с градиентным профилем показателя преломления.

## 22.4. Хроматическая дисперсия в оптических волокнах

Хроматическая дисперсия также является фактором, ограничивающим пропускную способность оптических волокон. Хроматическая дисперсия вызвана зависимостью показателя преломления от длины волны<sup>1)</sup>. На рис. 22.5 показаны зависимости фазового и группового показателей преломления кварца от длины волны. Фазовый показатель преломления определяется выражением

$$\bar{n} = \frac{c}{v_{ph}}, \quad (22.4)$$

а групповой

$$\bar{n}_{gr} = \frac{c}{v_{gr}}. \quad (22.5)$$

Здесь  $v_{ph}$  и  $v_{gr}$  — фазовая и групповая скорости распространения мод в кварце. Фазовый и групповой показатели преломления связаны соотношением

$$\bar{n}_{gr} = \bar{n} - \lambda \frac{d\bar{n}}{d\lambda} = \bar{n} - \lambda_0 \frac{d\bar{n}}{d\lambda_0}. \quad (22.6)$$

При наличии дисперсии в оптическом волокне разность групповых скоростей самого медленного и самого быстрого цветов оптического сигнала определяется выражением

$$|\Delta v_{gr}| = \frac{c}{\bar{n}_{gr}^2} \cdot \frac{d\bar{n}_{gr}}{d\lambda} \cdot \Delta\lambda, \quad (22.7)$$

где  $\Delta\lambda$  — ширина спектра оптического сигнала.

Хроматическая дисперсия определяется временем между фронтом и спадом оптического сигнала после прохождения им оптического волокна длиной  $L$ :

$$\Delta\tau = \frac{L}{v_{gr}} \cdot \Delta v_{gr} = \frac{L}{c} \cdot \frac{d\bar{n}_{gr}}{d\lambda} \cdot \Delta\lambda = \frac{L}{c} \cdot \frac{d\bar{n}_{gr}}{d\lambda_0} \cdot \Delta\lambda_0. \quad (22.8)$$

Хроматическая дисперсия измеряется в единицах пс/(нм·км). На рис. 22.5 приведена хроматическая дисперсия в кварцевых волокнах. Поскольку светодиоды обладают широкими спектральными

<sup>1)</sup> Хроматическая дисперсия включает в себя две составляющие — материальную дисперсию, связанную с зависимостью показателя преломления материала оптических волокон от длины волны, и волноводную дисперсию, связанную с зависимостью выполнения условий полного внутреннего отражения сигнала на границе сердцевин и оболочки оптического волокна от ширины спектральной линии сигнала. В многомодовых волокнах основной вклад в хроматическую дисперсию вносит материальная дисперсия, а в одномодовых волокнах — волноводная. (Прим. ред.)

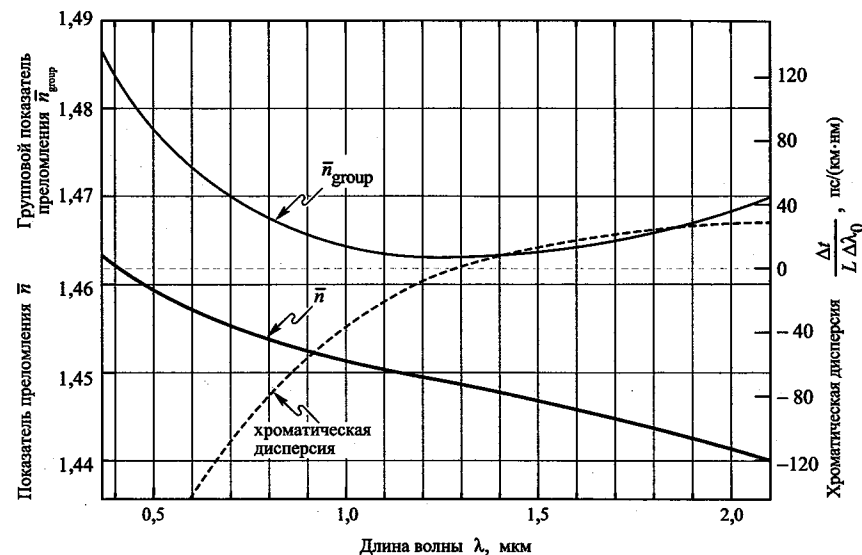


Рис. 22.5. Зависимости фазового и группового показателей преломления, а также хроматической дисперсии кварцевого оптического волокна от длины волны излучения;  $\Delta\lambda_0$  — ширина спектра оптического сигнала в вакууме. При  $\lambda \approx 1,3$  мкм хроматическая дисперсия в кварцевом волокне равна нулю

линиями, в системах связи на их основе хроматическая дисперсия совместно с межмодовой дисперсией являются факторами, ограничивающими полосу пропускания.

### Упражнение. Оценка хроматической дисперсии в световодах

Выведите уравнения (22.6) и (22.7). Ответьте на вопрос, почему при использовании полупроводниковых лазеров вместо светодиодов влияние хроматической дисперсии значительно снижается.

В полимерных оптических волокнах на всех рабочих длинах волн наблюдается существенная хроматическая дисперсия. Минимальные потери в таких волокнах наблюдаются на длине волны 650 нм, а диапазон 500–600 нм считается зоной низких потерь. В таблице 22.1 приведены данные о хроматической дисперсии в полимерных волокнах из РММА. Из этих данных следует, что на длине волны 650 нм наблюдается наименьшая хроматическая дисперсия, поэтому именно

Таблица 22.1. Хроматическая дисперсия в полимерных волокнах из РММА. (С разрешения R. Marcks von Wurtenburg, Mitel Corporation, 2000)

Длина волны, нм	525	560	650
Хроматическая дисперсия, пс/(нм·км)	700	500	320

она является рабочей длиной волны многих систем связи на основе полимерных световодов.

#### Упражнение. Сравнение межмодовой и хроматической дисперсий

Диаметр сердцевины многомодового волокна длиной 3 км со ступенчатым профилем показателя преломления равен 62,5 мкм. Показатель преломления сердцевины оптоволокна  $\bar{n}_1 = 1,45$ , а его оболочки  $\bar{n}_2 = 1,4$ . С входом волокна сначала соединяется светодиод с шириной спектральной линии 50 нм, затем лазер, излучающий на длине волны 850 нм, с шириной спектральной линии 5 нм. Требуется для обоих случаев рассчитать межмодовую дисперсию, и хроматическую дисперсию и сравнить полученные результаты.

## 22.5. Числовая апертура оптических волокон

В соответствии с условием полного внутреннего отражения в сердцевине волокна без потерь могут проходить только те лучи, угол распространения которых меньше критического угла полного внутреннего отражения. Отсюда следует, что лучи света с большими углами распространения просто не попадут в волокно. Далее рассмотрим проблему эффективности связи светодиода с оптическим волокном. Предполагается, что волокно обладает полированной плоской поверхностью, расположенной перпендикулярно оптической оси волокна, как показано на рис. 22.6.

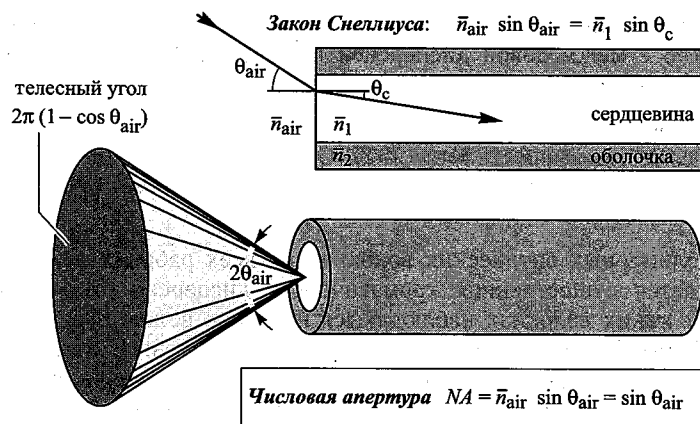


Рис. 22.6. Иллюстрация числовой апертуры (NA) оптического волокна. Например, при входной угловой апертуре оптического волокна со стороны воздуха  $\theta_{\text{air}} = 11,5^\circ$  числовая апертура равна 0,2

При выполнении условия полного внутреннего отражения внутрь оптического волокна без потерь проходят только лучи света с углами распространения, составляющими входную апертуру световода. Лучи

света с углами распространения, превышающими входную апертуру, выходят в оболочку, где и теряются.

Входная апертура волокна определяется из закона Снеллиуса. Как показано на рис. 22.6 максимальный угол входа лучей в волокно задается выражением

$$\bar{n}_{\text{air}} \cdot \sin \theta_{\text{air}} = \bar{n}_1 \cdot \sin \theta_c. \quad (22.9)$$

Поскольку показатель преломления воздуха практически равен единице, максимальный угол определяется как

$$\theta_{\text{air}} = \arcsin(\bar{n}_1 \cdot \sin \theta_c). \quad (22.10)$$

Этот угол задает конус разрешенных углов, показанный на рис. 22.6. Лучи света, попадающие в сердцевину оптического волокна под углами распространения, лежащими внутри конуса, распространяются по волокну без потерь.

Другим способом задания входного конуса является числовая апертура волокна, определяемая как

$$NA = \bar{n}_1 \cdot \sin \theta_c = \bar{n}_{\text{air}} \cdot \sin \theta_{\text{air}} = \sin \theta_{\text{air}} \approx \theta_{\text{air}}, \quad (22.11)$$

где условие  $\sin \theta_{\text{air}} \approx \theta_{\text{air}}$  выполняется только для небольших значений числовой апертуры. По своей сути числовая апертура задает максимальный угол отклонения от оси световода, при котором еще имеет место полное внутреннее отражение. Типичные значения числовой апертуры для кварцевых одномодовых волокон близки к 0,1, а для многомодовых равны 0,15–0,25. Для полимерных волокон значения апертуры лежат в диапазоне 0,2–0,4.

Телесный угол, соответствующий определенному значению числовой апертуры, вычисляется как

$$\Omega = 2\pi \cdot (1 - \cos \theta_{\text{air}}) = 2\pi [1 - \cos(\arcsin(NA))] \approx \pi NA^2. \quad (22.12)$$

Здесь использованы приближения  $\sin \theta_{\text{air}} \approx \theta_{\text{air}}$  и  $\cos \theta_{\text{air}} \approx 1 - (1/2)\theta_{\text{air}}^2$ , справедливые для малых углов. Поскольку мощность излучения светодиода пропорциональна величине телесного угла, в случае небольших углов мощность излучения светодиода, попадающего в волокно, определяется квадратом числовой апертуры волокна.

#### Упражнение. Определение эффективности ввода излучения светодиода в торец оптического волокна

Рассматривается светодиод с точечной областью излучения и мощностью излучения в полусферу 1 Вт. Для упрощения расчетов считаем, что интенсивность излучения светодиода не зависит от угла излучения. Требуется определить: 1) максимальные значения входной апертуры одномодового волокна с  $NA = 0,1$  и многомодового волокна с  $NA = 0,25$ ; 2) значения мощности излучения, попадающего в волокно.

**Решение**

Максимальные значения апертуры рассматриваемых волокон в воздухе соответственно равны  $5,7^\circ$  и  $14,5^\circ$ . Телесные углы, определяемые данными значениями апертуры, равны 0,031 и 0,20 (для одно- и многомодовых волокон). Поскольку телесный угол полусферы равен  $2\pi$ , значения мощности излучения, попадающего в волокно, соответственно равны 0,0049 мВт и 0,032 мВт.

## 22.6. Соединение светодиода с оптическим волокном при помощи линз

Если излучающая область светодиода меньше сердцевины оптического волокна, применение выпуклых линз повышает эффективность ввода излучения светодиода в световод. В этих случаях линзы проецируют излучающую область светодиода на всю площадь сердцевины волокна, снижая при этом угол падения лучей, т. е. происходит *согласование источника излучения с волокном по числовой апертуре*.

Пусть выпуклая линза формирует на волокне изображение высотой  $I$  объекта высотой  $O$ . Если высота изображения больше высоты объекта, углы схождения лучей света от линзы к волокну будут меньше углов расхождения лучей от источника излучения к линзе. Уменьшение расхождения лучей в таких случаях позволяет улучшить оптическое согласование светодиода со световодом. На рис. 22.7 показан принцип согласования светодиода со световодом при помощи выпуклых линз.

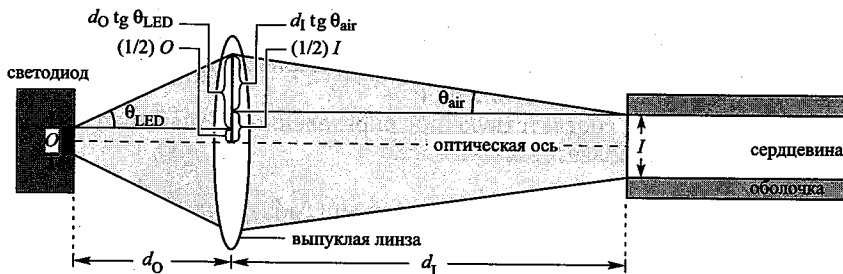


Рис. 22.7. Принцип согласования светодиода со световодом при помощи выпуклых линз. Диаметр области излучения светодиода (высота объекта) равен  $O$ . Эта область проецируется при помощи линзы с фокусным расстоянием  $f$  на сердцевину волокна диаметром  $I$  (высота изображения)

Условие получения сфокусированного изображения описывает уравнение линзы

$$\frac{1}{d_O} + \frac{1}{d_I} = \frac{1}{f}, \quad (22.13)$$

где  $d_O$  и  $d_I$  — расстояния от объекта и изображения до линзы соответственно,  $f$  — фокусное расстояние линзы.

Коэффициент увеличения изображения светодиода на сердцевину волокна определяется соотношением

$$M = \frac{I}{O} = \frac{d_I}{d_O}. \quad (22.14)$$

Из рис. 22.7 следует, что

$$\frac{1}{2}O + d_O \cdot \operatorname{tg} \theta_{\text{LED}} = \frac{1}{2}I + d_I \cdot \operatorname{tg} \theta_{\text{air}}. \quad (22.15)$$

Если светодиод и сердцевина волокна намного меньше диаметра линзы и углы падения лучей малы, уравнение (22.15) можно заменить следующим приближением

$$\theta_{\text{LED}} = \frac{d_I}{d_O} \cdot \theta_{\text{air}} = \frac{I}{O} \cdot \theta_{\text{air}}. \quad (22.16)$$

Так как  $d_I > d_O$ , угловая апертура выхода излучения светодиода также больше входной апертуры волокна, что приводит к улучшению оптического согласования. Исходя из этого можно вывести выражение для числовой апертуры светодиода  $NA_{\text{LED}}$ , определяющей максимальный угол лучей света, исходящих из светодиода и входящих в оптоволокно. Для этого надо использовать уравнение (22.14) и применить приближение для величин  $NA$  и  $NA_{\text{LED}}$  в случае малых углов:

$$NA_{\text{LED}} = \frac{I}{O} \cdot NA. \quad (22.17)$$

Поскольку эффективность связи пропорциональна  $(NA)^2$  — см. уравнение (22.12), она возрастает до величины

$$NA_{\text{LED}}^2 = \left[ \frac{I}{O} \cdot NA \right]^2. \quad (22.18)$$

Отсюда видно, что высокая эффективность связи достигается при использовании светодиодов с малым диаметром области излучения, оптических волокон с большим диаметром сердцевины и световодов с большими числовыми апертурами.

**Упражнение.** Определение эффективности ввода излучения светодиода в оптическое волокно при помощи линзы

Пусть светодиод с диаметром круговой излучающей области 20 мкм присоединяется к кварцевому многомодовому оптическому волокну с числовой апертурой  $NA = 0,2$  и диаметром сердцевины 62,5 мкм. Мощность излучения светодиода в полусферу, расположенную выше плоской поверхности светодиода, равна 1 мВт. Для простоты расчетов считаем, что интенсивность излучения светодиода не зависит от угла вывода излучения. Требуется определить максимальную мощность излучения, вводимого в волокно.

**Решение**

Улучшения оптической связи можно добиться при помощи выпуклой линзы. Для получения максимальной эффективности ввода надо использовать линзу с коэффициентом увеличения  $M = 62,5 \text{ мкм} / 20 \text{ мкм} = 3,125$ . При помо-



щи такой линзы входная апертура волокна увеличивается от  $\theta_{\text{air}} = 11,5^\circ$  до  $\theta_{\text{LED}} = 35,9^\circ$ . Телесный угол, определяемый величиной  $\theta_{\text{LED}}$ , равен  $\Omega = 1,19$ . Поскольку 1 мВт — мощность излучения светодиода в полусферу, задаваемую телесным углом  $2\pi$ , мощность излучения, вводимого в волокно, равняется 0,189 мВт.

В системах связи часто используют светодиоды с согласующими линзами. На рис. 22.8 показан микроснимок светодиода со встроенной линзой. Излучающая область такого светодиода равна 20 мкм, а диаметр линзы около 80 мкм.

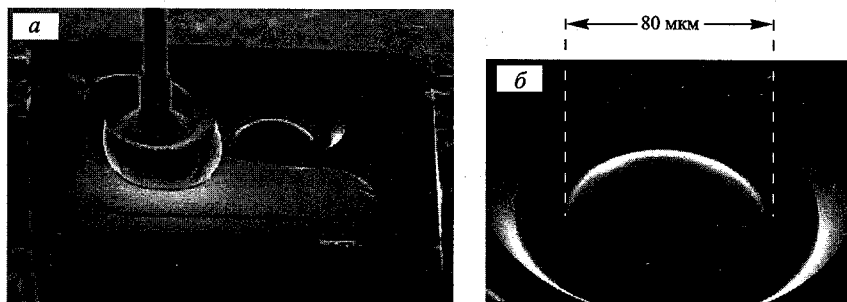


Рис. 22.8. Серийно выпускаемый светодиод со встроенной линзой, используемый в системах связи (а). Линза, вытравленная фотохимическим способом в подложке GaAs (б). (AT&T ODL product line, 1995)

## 22.7. Беспроводные оптические системы связи

Системы оптической связи через свободное пространство обеспечивают низкую и среднюю скорость передачи данных (Carruthes, 2002; Heatley et al., 1998; Kahn, Barry, 2001). В основном такие системы используют для дистанционного управления бытовыми приборами — радиоаппаратурой и телевизорами. Другие применения: дистанционное управление открытием-закрытием дверей автомобилей, беспроводная связь между компьютером и периферийными устройствами — мышью, клавиатурой и принтером.

Поскольку при передаче сигналов через свободное пространство стены и полы создают преграды для прохождения лучей света, эти системы связи работают только в пределах прямой видимости. Мебель также может препятствовать прохождению света. Однако световые лучи могут отражаться от потолков, обеспечивая связь между передатчиком и приемником, расположенными вне зоны прямой видимости.

Такие беспроводные системы связи, как правило, работают в ИК-диапазоне длин волн, поэтому в них часто применяют светодиоды GaAs, обладающие высокой эффективностью. В системах дистанционного управления предпочтительнее использовать ИК-источники света,

поскольку они, в отличие от источников видимого излучения, не вызывают раздражения и не отвлекают внимание людей.

С целью обеспечения защиты человеческих глаз от воздействия излучения для оптических передатчиков ввели параметр — максимальная мощность излучения. На длине волны 870 нм оптическая мощность обычно ограничена несколькими милливаттами. На других длинах волн, например 1500 нм, допускаются большие мощности излучений. Диапазон длин волн в районе 1500 нм считается безопасным для глаз, поскольку такое излучение поглощается роговицей глаза и не достигает его сетчатки.

При передаче сигналов на короткие расстояния воздух можно считать средой, не вносящей никаких дополнительных потерь. Но в случае источников неколлимированного света из-за расхождения лучей интенсивность оптических сигналов будет снижаться даже в воздухе. Для *изотропных излучателей* интенсивность падает пропорционально квадрату расстояния:

$$I = P / (4\pi r^2), \quad (22.19)$$

где  $P$  — оптическая мощность излучения источника света,  $r$  — расстояние от источника. Снижение интенсивности излучения в системах дистанционного управления сильно отличается от ее падения в волоконно-оптических системах связи.

Скорость снижения интенсивности определяет пределы использования систем дистанционной связи. В случае коллимированных лучей этой проблемы не существует и организация передачи сигналов на несколько километров в хороших атмосферных условиях (без тумана и осадков) не является неразрешимой задачей. В таких системах в качестве источника коллимированного излучения обычно используют полупроводниковые лазеры, обеспечивающие генерацию лучей с очень малой пространственной расходимостью.

*Искажение и временная задержка, обусловленные многолучевым распространением сигналов*, серьезно ограничивают скорость передачи данных в свободном пространстве. На рис. 22.9 показана схема возникновения таких искажений. Луч света от оптического передатчика может достигать приемника несколькими путями. Это часто происходит в комнатах с большим числом сильно отражающих поверхностей — белого потолка, стен и зеркал. Существует правило оценки максимальной длины траектории сигнала: она равна двойному кратчайшему расстоянию между приемником и передатчиком. Из этого правила следует, что временная задержка из-за многолучевого распространения сигналов может быть найдена из выражения

$$\Delta\tau = L/c, \quad (22.20)$$

где  $L$  — расстояние между передатчиком и приемником,  $c$  — скорость света. Максимальная скорость передачи данных ограничена следую-

щей величиной:

$$f_{\max} \approx 1/\Delta\tau. \quad (22.21)$$

Для комнаты длиной 5 м величина  $\Delta\tau \approx 17$  нс, а максимальная частота передачи данных составляет 60 МГц.

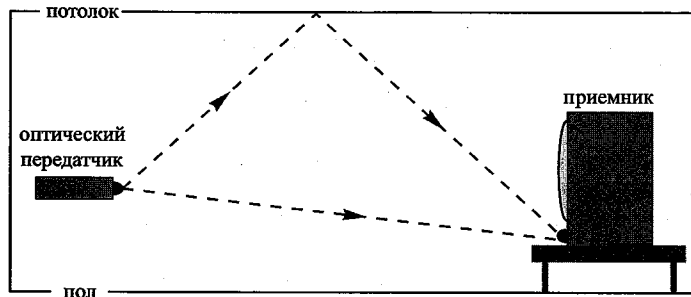


Рис. 22.9. Схема возникновения искажений, обусловленных многолучевым распространением оптических сигналов в свободном пространстве, ограничивающих скорость передачи данных

Другим фактором, ограничивающим передачу сигналов в свободном пространстве, является шум детектора. Спектры солнечного света и излучения ламп накаливания захватывают область ИК-диапазона длин волн. Поэтому под воздействием таких излучений в детекторе генерируется значительный постоянный фототок. Поскольку спектральная полоса шума почти всегда намного шире спектральной полосы системы, шум детектора можно ограничить сужением полосы пропускания детектора.

Шум, возникающий из-за внешних источников света, может быть также снижен при помощи оптических фильтров, преграждающих путь к детектору нежелательным излучениям.

### Библиографический список

- Carruthers J.B. "Wireless infrared communications" in *Wiley Encyclopedia of Telecommunications* edited by J. G. Proakis (John Wiley and Sons, New York, 2002).
- Heatley D.J.T., Wisely D.R., Neild I., and Cochrane P. "Optical wireless: the story so far" *IEEE Comm. Mag.* **36**, 72 (1998).
- Hecht J. *Understanding Fiber Optics* (Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2001).
- Kahn J.M. and Barry J.R. "Wireless infrared communications" *Proc. IEEE* **85**, 265 (2001).
- Keiser G. *Optical Fiber Communications* 3rd edition (McGraw-Hill, New York, 1999).

Kibler T., Pofertl S., Böck G., Huber H.-P., and Zeeb E. "Optical data buses for automotive applications" *IEEE J. Lightwave Technol.* **22**, 2184 (2004).

Mynbaev D.K. and Scheiner L.L. *Fiber-Optic Communications Technology* (Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2001).

Neyer A., Wittmann B., and Jöhnck M. "Plastic-optical-fiber-based parallel optical interconnects" *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5**, 193 (1999).

## Глава 23

**СВЕТОДИОДЫ В СИСТЕМАХ СВЯЗИ**

Светодиоды могут использоваться как в беспроводных, так и в волоконно-оптических системах связи. *Беспроводные системы связи* — это системы дистанционного управления бытовыми приборами — телевизорами и музыкальными центрами, а также средства связи компьютеров с периферийными устройствами. Светодиоды, применяемые в *волоконно-оптических системах связи*, должны обеспечивать передачу данных на расстояния до нескольких километров со скоростями, часто превышающими уровень 1 Гбит/с. Практически все оптические волокна, используемые совместно со светодиодами, являются многомодовыми (со ступенчатым или градиентным профилем показателя преломления). Однако иногда применяются и одномодовые волокна.

**23.1. Светодиоды в беспроводных системах связи**

Светодиоды, используемые в беспроводных системах связи, как правило, состоят из активных областей GaAs или InGaAs, выращенных на подложках GaAs. Слои InGaAs псевдоморфные, т.е. достаточно тонкие, излучают когерентный свет, в них нет дислокаций. Длины волн излучения светодиодов GaAs и InGaAs ограничены ИК-диапазоном длин волн от 870 нм (для активных областей GaAs) до 950 нм (для активных областей InGaAs).

Светодиоды, излучающие свет в ИК-диапазоне длин волн, хорошо подходят для работы в беспроводных системах связи, поскольку их свет невидим для человеческого глаза и, следовательно, не вызывает раздражения. Поскольку системы дистанционного управления, как правило, обеспечивают передачу сигналов на расстояния менее 100 м; считается, что среда передачи (воздух) не имеет ни дисперсии, ни потерь.

Для светодиодов, работающих в беспроводных системах связи, важной характеристикой является *полная мощность излучения*, поэтому внутренний квантовый выход излучения и коэффициент оптического вывода светодиодов должны быть как можно больше. Другой важный параметр светодиодов — пространственное распределение или диаграмма направленности излучения, которая должна быть достаточно широкой для облегчения связи излучателя с приемником.

**23.2. Светодиоды в волоконно-оптических системах связи**

Светодиоды применяются в системах волоконно-оптической связи, передающих данные на сравнительно короткие расстояния с низкими и средними скоростями. Поскольку время жизни спонтанного излучения в сильно возбужденных полупроводниках составляет  $\sim 1$  нс, максимально достижимые скорости передачи данных в системах со светодиодами ограничены значением 1 Гбит/с. Поэтому в волоконно-оптических системах на основе светодиодов нельзя передавать данные со скоростью несколько Гбит/с. Однако скорости передачи данных в несколько сотен Мбит/с полностью удовлетворяют требованиям большинства систем локальной связи.

Светодиоды, применяемые в волоконно-оптических системах, сильно отличаются от осветительных светодиодов. У светодиодов для систем связи важным параметром является эффективность ввода излучения в оптическое волокно. Здесь полезным считается излучение, исходящее только от одной поверхности кристалла светодиода, граничащей с оптическим волокном. Поэтому в светодиодах, предназначенных для работы в волоконно-оптических системах, стремятся получить максимальное излучение со стороны именно этой поверхности. Очевидно, что для таких светодиодов важной характеристикой является *мощность излучения единицы поверхности*, тогда как для светодиодов в беспроводных системах определяющим параметром считается *полная мощность излучения светодиодов*.

Чтобы получить максимальную эффективность ввода излучения светодиода в оптическое волокно, область излучения светодиодов должна быть намного меньше диаметра сердцевины волокна. Для работы с многомодовыми волокнами, как правило, используют светодиоды с круговыми областями излучения диаметром 20–50 мкм. Диаметр сердцевины многомодовых кварцевых волокон обычно равен 50–100 мкм.

Полимерные световоды могут иметь диаметры больше 1 мм, поэтому для работы с ними могут применяться светодиоды с большей областью излучения.

**23.3. Поверхностно-излучающие светодиоды Барраса, работающие на длине волны 870 нм**

Одна из первых структур светодиодов, пригодных для работы в волоконно-оптических системах связи, была разработана Чарльзом Баррасом из компании AT&T Bell Laboratories (Burrus, Miller, 1971; Saul et al., 1985). Структура такого светодиода показана на рис. 23.1, а. Светодиод Барраса состоит из двойной гетероструктуры с активной

областью GaAs, выращенной на согласованной по параметрам решетки подложке GaAs. Первоначально предложенная Баррасом структура была простым гомопереходом. Но из-за нежелательного перепоглощения света в соседних с активной областью слоях светодиода на основе гомогенных переходов не нашли распространения.

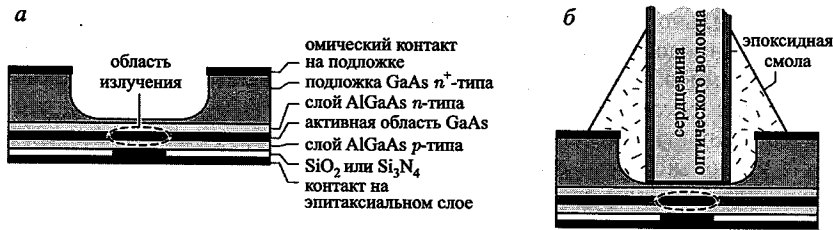


Рис. 23.1. Светодиод Барраса  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  с двойной гетероструктурой, в котором поглощающая свет подложка GaAs удалена с активного слоя методом жидкостного химического травления. Светодиод Барраса монтируется подложкой вверх (а). Оптическое волокно, соединенное со светодиодом Барраса (б).

Несколько особенностей делают светодиоды Барраса пригодными для использования в системах связи. Во-первых, свет генерируется в активной области малой протяженности. Поперечные размеры активной области задаются величиной омического контакта  $p$ -типа на поверхности светодиода. Если барьерный слой  $p$ -типа достаточно тонкий, растекания тока не происходит и поперечные размеры активной области совпадают с размерами контакта. Для получения максимальной эффективности ввода излучения светодиода в волокно поперечные размеры активной области должны быть меньше диаметра сердцевины волокна. Во-вторых, как показано на рис. 23.1, непрозрачная подложка GaAs частично удаляется, и это значительно снижает поглощение в ней света. Для уменьшения толщины подложки сначала применяют жидкостное химическое травление, а затем механическую шлифовку. Это позволяет получать толщину подложки  $\sim 150$  мкм. Если перегородка GaAs будет слишком тонкой, она может легко ломаться при стыковке с оптическим волокном, а если слишком толстой, из-за потерь на поглощение света будет снижаться квантовый выход излучения.

На рис. 23.1, б показан метод соединения светодиода Барраса с оптическим волокном. Для постоянного соединения волокна со светодиодом применяется эпоксидная смола. Отметим, что контакт  $p$ -типа играет также роль радиатора, отводящего тепло от активной области. Теплоотвод будет особенно эффективным, если на контакт  $p$ -типа гальваническим методом нанести толстый слой золота.

### 23.4. Поверхностно-излучающие светодиоды, работающие на длине волны 1300 нм

В волоконно-оптических системах связи на основе кварцевых световодов с градиентным профилем показателя преломления, позволяющих передавать информацию с высокой скоростью, используют светодиоды, излучающие свет на длине волны 1300 нм. На рис. 23.2 показана структура такого светодиода (Saul et al., 1985). Излучение проходит через подложку InP, прозрачную на длине волны 1300 нм. Соответственно кристалл в корпусе светодиода монтируется эпитаксиальным слоем вниз.

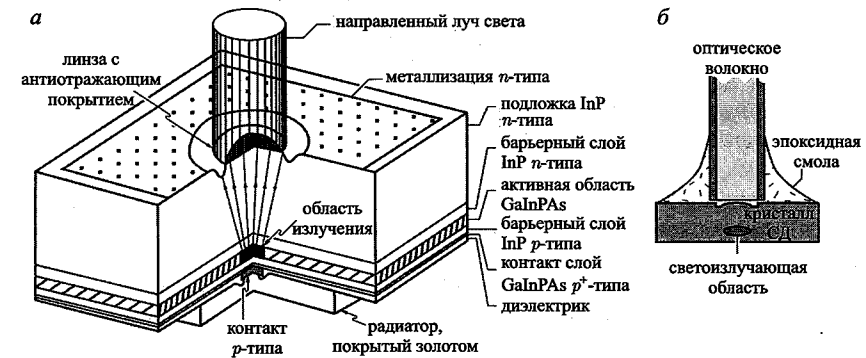


Рис. 23.2. Структура светодиода для систем связи, излучающего свет на длине волны 1300 нм, с активной областью InGaAsP, согласованной по параметрам решеток с подложкой InP. Свет, генерируемый в активной области, проходит сквозь прозрачную подложку. Поперечные размеры области излучения определяются областью инжекции носителей тока под круговым омическим контактом диаметром 20 мкм. В подложке методом травления формируется линза с антиотражающим покрытием, направляющая луч света (а). Соединение светодиода с оптическим волокном при помощи эпоксидной смолы (б)

Светодиод состоит из активной области InGaAsP, согласованной по параметрам решеток с подложкой InP. Здесь нет слоя растекания тока и область излучения расположена непосредственно над контактом. В точке вывода света сформирована оптическая линза, улучшающая эффективность ввода излучения светодиода в оптическое волокно. Линза вытравливается в подложке InP по фотоэлектромеханической технологии (Ostermayer et al., 1983).

На рис. 23.3 представлены спектры излучения таких светодиодов, измеренные в двух местах: на поверхности и с торцов диода. Видны значительные различия этих спектров. Спектр излучения, направленного к торцам светодиода, обладает меньшей шириной из-за самопоглощения, при котором происходит перепоглощение фотонов, в основном обладающих большей энергией.

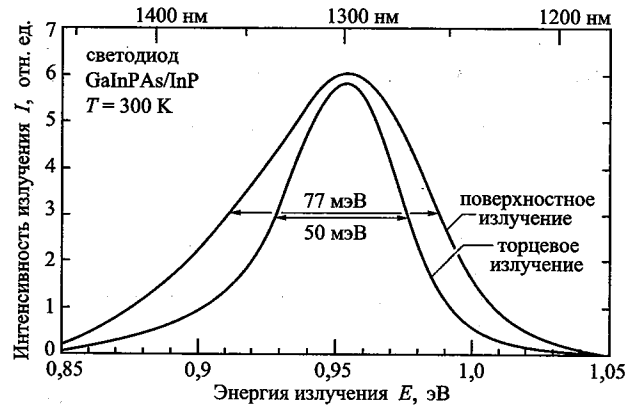


Рис. 23.3. Спектры излучения светодиодов InGaAsP/InP, излучающих на длине волны 1300 нм, измеренные на поверхности и с торцов диода. Спектр излучения с торцов светодиода из-за самопоглощения отличается меньшей шириной

На рис. 23.4 показан микроснимок светодиода InGaAsP/InP, полученный в растровом электронном микроскопе. Шероховатости на поверхности контактов возникают в процессе отжига при их нанесении. Для снижения потерь из-за френелевского отражения на границе раздела сред полупроводник-воздух на линзы наносится антиотражающее покрытие.

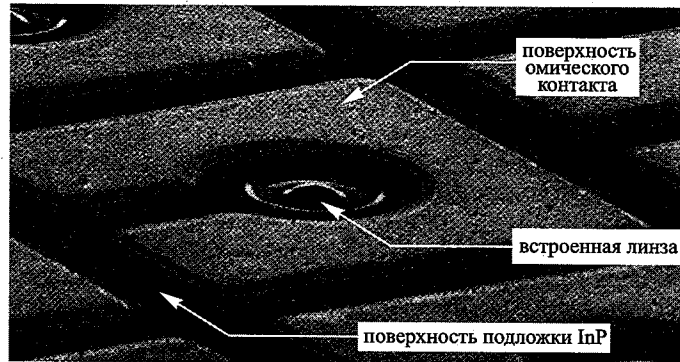


Рис. 23.4. Микроснимок светодиода InGaAsP/InP со встроенной полупроводниковой линзой. В процессе отжига на металлической поверхности омического контакта появляются шероховатости (Ostermayer et al., 1983)

Отметим, что для кварцевых световодов, передающих данные на большие расстояния, особый интерес представляет длина волны 1500 нм. Такие световоды должны быть одномодовыми с малым диаметром сердцевины, что необходимо для исключения межмодовой дис-

персии. Поэтому светодиоды с длиной волны излучения 1500 нм нельзя применять в системах связи на основе кварцевых световодов.

### 23.5. Светодиоды для систем связи, работающие на длине волны 650 нм

Светодиоды, работающие на длине волны 650 нм, как правило, используют совместно с полимерными оптическими волокнами. Такие волокна обладают минимальными потерями и сравнительно низкой дисперсией на длине волны 650 нм. Светодиоды, излучающие свет в диапазоне длин волн 600–650 нм, изготавливают на основе той же системы материалов  $(\text{AlGa})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ , что и светодиоды видимого диапазона с длиной волны 650 нм.

На рис. 23.5 представлены структуры типичных светодиодов с рабочей длиной волны 650 нм, применяемых совместно с полимерными световодами. Оба типа представленных светодиодов являются устройствами с верхней излучающей поверхностью, что вызвано непрозрачностью подложек GaAs. В состав обоих светодиодов входят запирающие слои, которые локализуют носители тока в активной области. Металлические кольцевые контакты в обеих структурах не мешают выходу света из активной области.

На рис. 23.5 показаны два типа *запирающих слоев*. Рис. 23.5, а — *p-n-p*-структура запирающего слоя, сформированная в верхнем прозрачном слое. Область, в которую методом диффузии внедрен цинк, расположенная в центре светодиода, перекомпенсирует доноры и превращает запирающий слой в слой *p*-типа. В результате ток начинает идти только через эту область. На рис. 23.5, б показан запирающий слой, полученный методом эпитаксиального доразраствивания. После формирова-

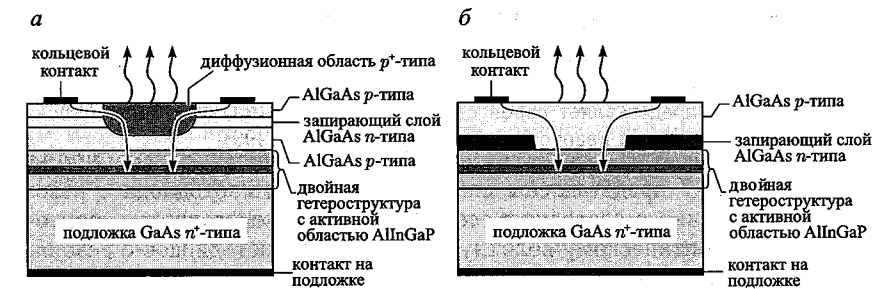


Рис. 23.5. Структуры светодиодов AlInGaP/GaAs с длиной волны излучения 650 нм, работающие с полимерными световодами (в обеих структурах ток направляется к центру активной области, излучению из которой не мешают верхние металлические кольцевые контакты): а — структура с запирающим слоем AlGaAs *n*-типа и диффузионной областью *p*-типа; б — структура, изготовленная методом эпитаксиального доразраствивания, с запирающим слоем GaAs *n*-типа

ния сверху барьерного слоя  $p$ -типа запирающего слоя  $n$ -типа подложка извлекается из камеры выращивания кристаллов для нанесения трафарета и проведения операции травления. После этого подложка вновь помещается в камеру для продолжения процедуры эпитаксиального выращивания. Довольно дорогая технология с малым выходом годных изделий. Прозрачное окно может быть сформировано из  $\text{AlGaAs}$ , как на рис. 23.5, а также из  $\text{GaP}$  и других прозрачных полупроводников.

Светодиоды с резонаторами имеют преимущества перед обычными светодиодами: они обладают большей яркостью и более узким спектром излучения (Schubert et al., 1992, 1994; Schubert, Hunt, 1999). На рис. 23.6 показан светодиод с резонатором, излучающий на длине волны 650 нм (Streubel, Stevens, 1998; Streubel и др., 1998; Mitel, 2000). Как и в двух предыдущих структурах, здесь верхний контакт имеет кольцевую форму и ток направляется в центр светодиода, расположенный внутри кольцевого контакта. Область ионной имплантации служит для локализации носителей тока. В качестве имплантантов чаще всего используют кислород и водород, что превращает эту область в изолятор. Кислород считается более стабильным имплантантом, чем водород, поскольку малые атомы водорода легко диффундируют из полупроводника даже при умеренных температурах отжига.

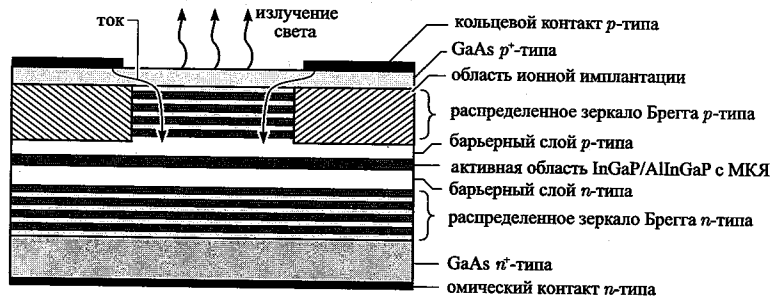


Рис. 23.6. Структура светодиода с резонатором, излучающего на длине волны 650 нм. Резонатор формируют два распределенных брэгговских зеркала. Активная область представляет собой структуру  $\text{InGaP}/\text{AlInGaP}$  с множеством квантовыми ямами (Whitaker, 1999)

На рис. 23.7 представлены спектры излучения светодиода с резонатором и обычного светодиода, соответствующие светодиодам, присоединенным к оптическому волокну. Видно, что у светодиодов с резонатором более высокие:

- спектральная чистота, что связано с низкой хроматической дисперсией,
- интенсивность излучения, что объясняется большей направленностью их пространственного распределения излучения.

Было показано, что использование светодиодов с резонатором, излучающих на длине волны 650 нм, совместно с полимерными свето-

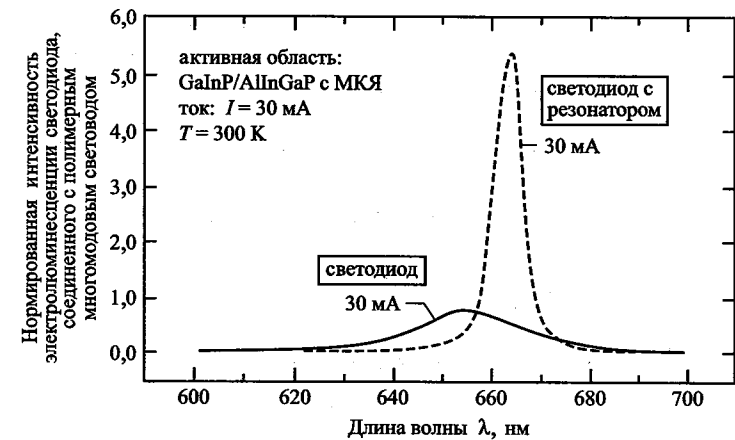


Рис. 23.7. Спектры излучения светодиода с резонатором и обычного светодиода, подсоединенных к оптоволокну с  $NA = 0,275$ , при токе 30 мА. Резонансный эффект в светодиодах первого типа увеличивает интенсивность излучения и снижает ширину спектра излучения, особенно при использовании оптических волокон с низким значением параметра  $NA$  (Whitaker, 1999)

водами дает возможность получить высокие скорости передачи данных  $\sim 250$  Мбит/с (Streubel, Stevens, 1998).

## 23.6. Суперлюминесцентные светодиоды с торцевым излучением

Светодиоды с торцевым излучением, обладающие большой яркостью, обеспечивают высокую эффективность ввода излучения в оптическое волокно. Светодиоды с торцевым излучением включают в себя область оптического волновода, вдоль которой распространяется излучение за счет полного внутреннего отражения.

Суперлюминесцентные диоды являются источниками некогерентного излучения высокой интенсивности, имеют широкие спектральные линии. Некогерентное излучение характеризуется большей размытостью результирующего светового пятна по сравнению с пятном, получаемым от источников когерентного излучения — лазеров. Суперлюминесцентные светодиоды используют для работы в системах связи на основе одномодовых световодов, а также в качестве источников света повышенной интенсивности в анализаторах оптических компонентов (Liu, 2000).

Излучение направляется в *активный слой волновода*. На границах между активным слоем и верхним и нижним барьерными слоями происходит полное внутреннее отражение излучения (рис. 23.8). Чтобы свет мог распространяться вдоль волновода, показатель преломления

активного слоя должен быть значительно выше показателей преломления барьерных слоев. Тогда фотоны будут вылетать под малыми углами к оси волновода и перемещаться вдоль активного слоя за счет отражений от границ раздела двух сред с разными показателями преломления (рис. 23.8).

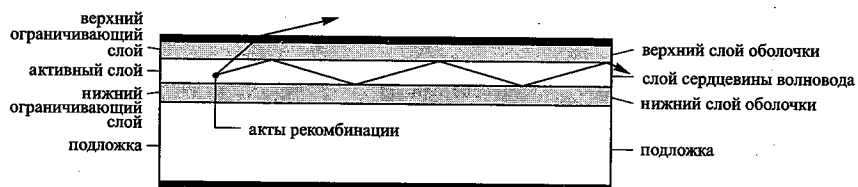


Рис. 23.8. Геометрия волновода, показывающая распространение лучей света в активном слое

Поскольку свет распространяется вдоль активного слоя светодиода (волновода), интенсивность свечения увеличивается линейно с ростом его длины. Таким образом, увеличение длины светодиода с торцевым излучением позволяет повысить интенсивность его свечения. Однако при этом также возрастает величина тока возбуждения.

Суперлюминесцентные светодиоды являются светодиодами торцевого излучения с высокими токами накачки, обеспечивающими акты вынужденной рекомбинации. В таких актах каждый фотон приводит к рекомбинации электронно-дырочной пары с излучением очередного фотона. Вновь испущенный фотон имеет то же направление движения, фазу и длину волны, что и исходный фотон. Поэтому суперлюминесцентные светодиоды отличаются от обычных большей когерентностью излучения. В режиме вынужденной рекомбинации спонтанное излучение, идущее к верхней поверхности светодиода, уменьшается, тогда как излучение в волноводные моды усиливается.

Суперлюминесцентные диоды похожи на полупроводниковые лазеры, но с одним довольно серьезным отличием: в них отсутствует оптическая обратная связь, обеспечиваемая отражателями в лазерах. На рис. 23.9 показаны структуры двух типичных суперлюминесцентных светодиодов. Задняя грань светодиода на рис. 23.9, а обладает высоким коэффициентом отражения, а на переднюю грань нанесено антиотражающее покрытие. Для предотвращения лазерной генерации коэффициент отражения передней грани должен быть  $\leq 10^{-6}$  (Liu, 2000; Saul et al., 1985). Для выполнения этого требования антиотражающее покрытие должно иметь высокое качество, что приводит к существенному увеличению стоимости изготовления таких светодиодов.

Более дешевый светодиод показан на рис. 23.9, б. В структуру такого светодиода входит область потерь, расположенная рядом с задней гранью диода. Эта область не покрыта верхним металлическим контактом и поэтому не накачивается током. Если длина области потерь

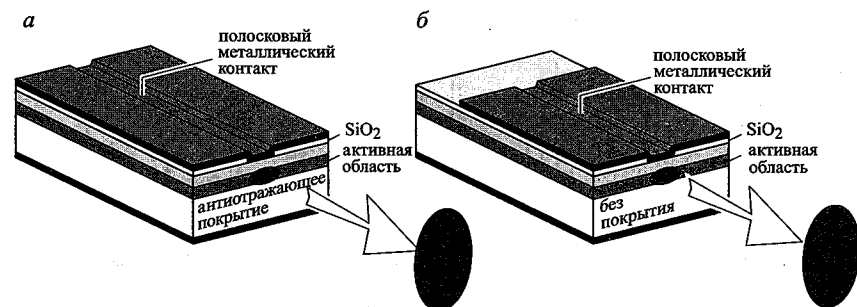


Рис. 23.9. Структуры двух типичных суперлюминесцентных светодиодов: а — суперлюминесцентный светодиод со сколотыми гранями, на одну из которых нанесено антиотражающее покрытие; б — суперлюминесцентный светодиод со сколотыми гранями без антиотражающего покрытия и с полосковым контактом для ввода тока, частично покрывающим поверхность устройства

намного больше длины поглощения активной области, обратной связи в устройстве не наблюдается, т. е.

$$\text{длина области потерь} \gg \alpha^{-1}, \quad (23.1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения активной области. Коэффициент поглощения полупроводников  $A^{III}B^V$  на краю запрещенной зоны  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому при длине области потерь больше нескольких десятков микрон, оптическая обратная связь через заднюю грань пренебрежимо мала.

В дополнение к потерям на поглощение в области без накачки инжекционным током возникают потери на дифракцию. Усиление излучения происходит в области инжекции носителей тока, а не в области потерь. Поэтому оба типа потерь — на поглощение и дифракцию — помогают избежать в светодиодах данного вида возникновения лазерной генерации.

На рис. 23.10 показаны спектры излучения обычного светодиода, суперлюминесцентного светодиода и лазера. Обычные светодиоды имеют наиболее широкие спектры излучения. Спектры суперлюминесцентных светодиодов с небольшими коэффициентами отражения граней отличаются периодической модуляцией спектральных линий, возникающей из-за усиления излучения в резонаторах Фабри-Перо. Идеальные суперлюминесцентные светодиоды обладают гладкими спектральными линиями без какой-либо модуляции. Спектры суперлюминесцентных светодиодов уже, чем у обычных светодиодов. Это объясняется улучшением когерентности, вызванным вынужденным излучением. На рис. 23.10 также показан спектр лазера Фабри-Перо с несколькими лазерными модами.

На рис. 23.11 для сравнения представлены зависимости интенсивности излучения от тока (зависимости  $L-I$ ) для обычного све-

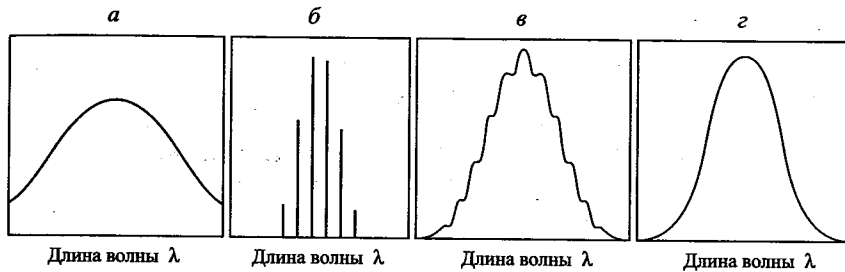


Рис. 23.10. Спектры излучения: *a* — обычного светодиода с теоретической шириной спектра  $1,8kT$ ; *б* — многомодового полупроводникового лазера; *в* — суперлюминесцентного светодиода, изготовленного на основе многомодового лазера с антиотражающим покрытием одной из его граней; *г* — идеального суперлюминесцентного светодиода с шириной спектра меньшей  $kT$  (Liu, 2000)

одиода, суперлюминесцентного светодиода и лазера. Поверхностно-излучающие светодиоды с небольшим диаметром излучающей области характеризуются *выпуклыми* зависимостями  $L-I$ . При высоких плотностях тока активные области поверхностно-излучающих светодиодов небольшого объема переполняются носителями, что ведет к насыщению. Светодиоды с торцевым излучением, работающие в режиме спонтанного излучения, отличаются *линейными* зависимостями  $L-I$ , такими как у идеальных светодиодов. Суперлюминесцентные светодиоды обладают *вогнутыми* зависимостями  $L-I$ , что вызвано работой в режиме вынужденного излучения, приводящем к росту числа фотонов, распространяющихся в волноводе. Количество фотонов, излучаемых в волноводную моду, растет пропорционально увеличению тока, поскольку при этом вынужденное излучение становится основным. Как и суперлюминесцентные светодиоды, полупроводниковые лазеры характеризуются вогнутыми зависимостями  $L-I$ . При этом  $L-I$ -зависимости лазеров отличаются более выраженным порогом.

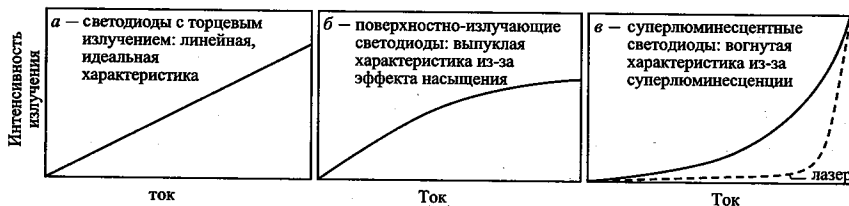


Рис. 23.11. Зависимости интенсивности излучения от тока для разных типов светодиодов: *a* — светодиоды с торцевым излучением: линейная, идеальная характеристика; *б* — поверхностно-излучающие светодиоды: выпуклая характеристика из-за эффекта насыщения; *в* — суперлюминесцентные светодиоды. Показана  $L-I$ -зависимость лазера, отличающаяся выраженным пороговым током

### Библиографический список

- Burrus C. A. and Miller B. I. "Small-area double heterostructure AlGaAs electroluminescent diode sources for optical fiber transmission lines" *Opt. Commun.* **4**, 307 (1971).
- Liu Y. "Passive components tested by superluminescent diodes" February issue of *WDM Solutions* p. 41 (2000).
- Mitel Corporation. RC-светодиоды были впервые изготовлены корпорацией Mitel. RC-СД с волной излучения 650 нм имеют № 1A466 (2000). Мас-совое производство RC-СД было начато в 2001 г. корпорацией Osram Optosemiconductors, — см. Wirth R., Huber W., Karnutsch C., and Streubel K. "High-efficiency resonant-cavity LEDs emitting at 650 nm" *Compound Semiconductors* **8**, 49 (2002).
- Ostermayer Jr. F. W., Kohl P. A., and Burton R. H. "Photoelectrochemical etching of integral lenses on GaInPAs/InP light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **43**, 642 (1983).
- Saul R. H., Lee T. P., and Burrus C. A. "Light-emitting-diode device design" in *Lightwave Communications Technology* edited by W. T. Tsang, *Semiconductors and Semimetals* **22** Part C, (Academic Press, San Diego, 1985).
- Schubert E. F. and Hunt N. E. J. "Enhancement of spontaneous emission in microcavities" in *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers* edited by C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1999).
- Schubert E. F., Wang Y.-H., Cho A. Y., Tu L.-W., and Zydzik G. J. "Resonant-cavity light-emitting diode" *Appl. Phys. Lett.* **60**, 921 (1992).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Micovic M., Malik R. J., Sivco D. L., Cho A. Y., and Zydzik G. J. "Highly efficient light-emitting diodes with microcavities" *Science* **265**, 943 (1994).
- Streubel K. and Stevens R. "250 Mbit/s plastic fibre transmission using 660 nm resonant cavity light emitting diode" *Electron. Lett.* **34**, 1862 (1998).
- Streubel K., Helin U., Oskarsson V., Backlin E., and Johansson A. "High brightness visible (660 nm) resonant-cavity light-emitting diode" *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 1685 (1998).
- Whitaker T. "Resonant cavity LEDs" *Compound Semiconductors* **5** (4), 32 (May 1999).



## Глава 24

**ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
СВЕТОДИОДОВ**

В локальных системах связи, работающих в диапазоне от очень коротких (< 1 м) до средних (~ 5 км) расстояний, в качестве источников излучения чаще всего используют светодиоды. Типичные скорости передачи данных в таких системах лежат в интервале от нескольких десятков Мбит/с до 1 Гбит/с.

Светодиоды являются нелинейными элементами, и их характеристики, также как и параметры последовательных сопротивлений, шунтов и конденсаторов сильно зависят от приложенного напряжения. При проведении точных расчетов эти нелинейности приходится учитывать, хотя для оценки работы ряда систем можно рассматривать светодиоды как линейные устройства. Однако на основе линейной модели нельзя вывести реальные динамические характеристики светодиодов. В этой главе светодиоды сначала рассматриваются как линейные элементы, для которых будут определены динамические характеристики. После этого динамические характеристики будут уточнены с учетом некоторых нелинейностей светодиодов.

**24.1. Время нарастания и спада сигналов, частота по уровню 3 дБ и полоса пропускания в теории линейных цепей**

На рис. 24.1, а показана простая RC-цепь. Когда на вход этой схемы подается ступенчатый сигнал, напряжение на ее выходе меняется в соответствии с выражением

$$V_{out}(t) = V_0 [1 - \exp(-t/\tau_1)], \quad (24.1)$$

где  $\tau_1 = RC$  — постоянная времени RC-цепи. При резком снижении входного напряжения до нуля выходное напряжение цепи уменьшается по следующему закону:

$$V_{out}(t) = V_0 \cdot \exp(-t/\tau_2). \quad (24.2)$$

Для RC-цепи  $\tau_1 = \tau_2$ . Времена нарастания и спада сигнала определяются как интервалы между моментами равенства напряжения 10% и 90% от установившегося значения (рис. 24.1, б). Времена нарастания

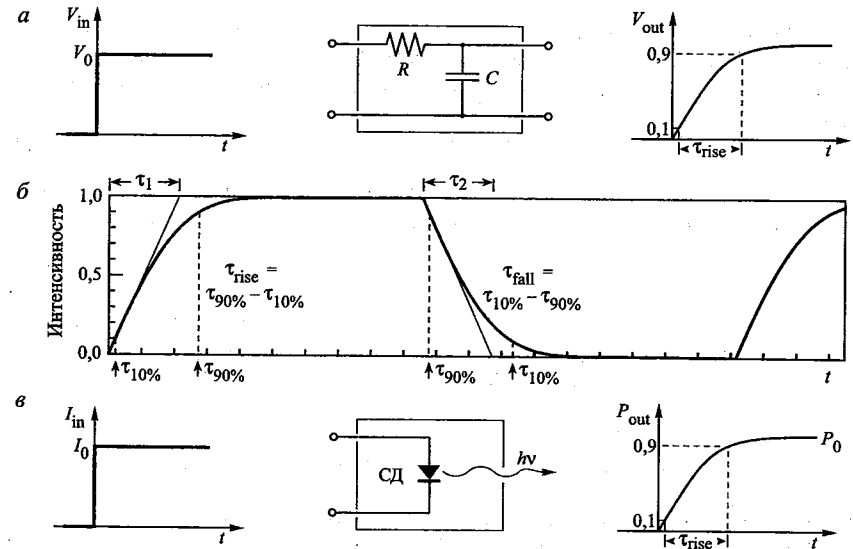


Рис. 24.1. Отклик линейной RC-цепи на входной ступенчатый импульс ( $\tau_{rise}$  — время нарастания) (а); время нарастания и спада при экспоненциальном изменении сигнала ( $\tau_1$  и  $\tau_2$  — постоянные времени) (б); выходная мощность излучения как функция от времени для светодиодов со временем нарастания сигнала  $\tau_r$  (в)

и спада сигнала связаны с постоянными времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$  следующими соотношениями:

$$\tau_r = (\ln 9) \cdot \tau_1 \approx 2,2\tau_1; \quad \tau_f = (\ln 9) \cdot \tau_2 \approx 2,2\tau_2. \quad (24.3)$$

Передаточная функция по напряжению определяется как

$$H(\omega) = (1 + i\omega\tau)^{-1}. \quad (24.4)$$

Полоса пропускания системы  $\Delta f$  определяется частотой, при которой мощность, переданная через систему, уменьшается в два раза по сравнению со значением, измеренным на низкой частоте. Это условие можно записать в виде  $|H(2\pi f)|^2 = 1/2$ . Тогда полоса пропускания RC-цепи

$$\Delta f = f_{3дБ} = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\ln 9}{2\pi\tau_r} = \frac{\ln 9}{\pi(\tau_r + \tau_f)} \approx \frac{0,7}{(\tau_r + \tau_f)}. \quad (24.5)$$

Полоса пропускания иногда определяется частотой по уровню 3 дБ, поскольку мощность сигнала, переданного на этой частоте, на 3 дБ меньше мощности сигнала, переданного на низкой частоте.

Теперь рассмотрим светодиод со временем нарастания сигнала  $\tau_r$  (рис. 24.1, в). При подаче на вход светодиода ступенчатого импульса тока мощность выходного оптического излучения увеличивается по закону

$$P_{\text{out}}(t) = P_0 [1 - \exp(-t/\tau_r)]. \quad (24.6)$$

По аналогии с уравнениями (24.1) и (24.4) передаточную функцию светодиода по мощности можно определить как

$$H_{\text{LED}}^2(\omega) = (1 + i\omega\tau)^{-1}. \quad (24.7)$$

На частоте по уровню 3 дБ абсолютное значение этого выражения уменьшится в два раза. Поэтому формула для нахождения полосы пропускания имеет следующий вид:

$$\Delta f = f_{3 \text{ дБ}} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau} = \frac{\sqrt{3} \cdot \ln 9}{2\pi\tau_r} = \frac{\sqrt{3} \cdot \ln 9}{\pi(\tau_r + \tau_f)} \approx \frac{1,2}{(\tau_r + \tau_f)}. \quad (24.8)$$

**Упражнение.** Вывод динамических характеристик светодиода

Требуется вывести уравнения (24.3)–(24.5) и (24.8).

**Упражнение.** Определение полосы пропускания светодиода

Рассматривается светодиод со временем нарастания 1,75 нс. Считается, что время нарастания сигнала равно времени спада. Требуется определить полосу пропускания светодиода и объяснить, почему по уравнению (24.8) можно найти лишь приблизительное значение частоты по уровню 3 дБ.

**Решение**

Найденное по уравнению (24.8) значение, определяющее полосу пропускания, равно 343 МГц. Однако на практике, если сигнал при нарастании или спаде меняется не по экспоненциальному закону, реальная частота по уровню 3 дБ бывает несколько выше или несколько ниже этого значения. Поэтому коэффициент 1,2 в уравнении (24.8) в зависимости от конкретного случая может изменяться в диапазоне 1,0–1,5.

## 24.2. Время нарастания и спада оптического сигнала при большой емкости светодиодов

В диодах, используемых для освещения, область инжекции носителей тока в  $p$ - $n$ -переход может быть очень большой. Иногда она может перекрывать площадь всего кристалла светодиода. Такие диоды характеризуются большой емкостью. Обозначим емкость диода как  $C$ , а полное сопротивление цепи, состоящей из сопротивления диода и последовательного сопротивления управляющей схемы как  $R$ . Времена нарастания и спада сигнала диода равны и определяются постоянной времени  $RC$ .

В светодиодах, применяемых в системах связи, размеры активной области с инжекционной накачкой всегда намного меньше, чем в осветительных светодиодах. Поэтому максимальная частота модуляции

таких светодиодов ограничена не их емкостью, а временем жизни спонтанного излучения. Поскольку интенсивность излучения светодиодов данного типа не подчиняется строго экспоненциальному закону, определяемому выражением (24.6), уравнение (24.8) для них является лишь приближенным.

Рассмотрим светодиод, область  $p$ - $n$ -перехода которого занимает всю площадь кристалла. Размер контакта (обычно небольшой) в таком светодиоде определяет величину области излучения. В системах связи, как правило, используют именно такие светодиоды. При нулевом смещении емкость светодиода определяется его барьерной емкостью (емкостью пространственного заряда). Поскольку светодиоды данного типа обладают довольно большой площадью (например 250 мкм × 250 мкм), их емкость может достигать 200–300 пФ.

Кристалл светодиода данного типа монтируется в перевернутом виде, электроны собираются в области, расположенной под контактом. При прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода емкость светодиода определяется емкостью диффузионной области. Однако рабочей областью светодиода является не весь кристалл, а только область инжекции носителей тока.

Снижение емкости ведет к расширению рабочей полосы частот. Барьерная емкость может быть уменьшена при помощи вытравливания мезаструктур. При этом для исключения поверхностной рекомбинации мезаструктуры должны быть больше площади контактов.

Для существенного снижения диффузионной емкости эффективных способов не существует. Емкость этого типа может быть несколько уменьшена введением дефектов, работающих как центры тушения люминесценции. Такие дефекты сокращают время жизни неосновных носителей и, следовательно, снижают диффузионную емкость. Светодиоды с внедренными дефектами могут работать на частотах до нескольких гигагерц. Однако выходная мощность их излучения при этом также снижается. Поэтому целесообразность тушения люминесценции является довольно спорной.

## 24.3. Времена нарастания и спада оптических сигналов при малой емкости светодиодов

Теперь рассмотрим время нарастания и спада сигналов в светодиодах малой емкости. Малой емкостью обычно обладают поверхностно-излучающие светодиоды с небольшой площадью активной области, используемые в системах связи. Рассмотрим светодиод, управляемый постоянным током, который включается в момент времени  $t = 0$ . При этом в активную область инжектируются электроны, определяющие в ней концентрацию носителей, что вызывает увеличение выходной мощности светодиода. В модели мономолекулярной рекомбинации интенсивность выходного излучения светодиода прямо пропорциональна концентрации неосновных носителей.

Уравнение для скорости мономолекулярной рекомбинации имеет следующий вид:

$$\frac{I}{e \cdot A \cdot d} = \frac{dn_a}{dt} = \frac{n_a}{\tau}, \quad (24.9)$$

где  $n_a$  — концентрация носителей в активной области,  $A$  — площадь области инжекции тока в активной области,  $d$  — толщина активной области. Установившийся ток  $I$  определяет стационарную концентрацию неосновных носителей  $n_a = \frac{I \cdot \tau}{e \cdot A \cdot d}$ . Среднее время жизни носителей равно  $\tau$  — времени жизни носителей при спонтанной рекомбинации.

Теперь рассмотрим светодиод, в начале находившийся в выключенном состоянии. Пусть в момент времени  $t = 0$  на него был подан постоянный ток  $I$ . В выключенном состоянии концентрация неосновных носителей в активной области была очень мала, т.е. будем считать, что при  $t = 0$   $n_a \approx 0$ . Решая уравнение (24.9) при таких начальных условиях, находим временную зависимость изменения концентрации носителей в активной области:

$$n_a(t) = n_a \cdot (1 - e^{-t/\tau}) = \frac{I \cdot \tau}{e \cdot A \cdot d} \cdot (1 - e^{-t/\tau}). \quad (24.10)$$

Из уравнения видно, что за время  $\tau$  в активной области установится стационарная концентрация носителей зарядов. Интенсивность выходного излучения всегда прямо пропорциональна концентрации неосновных носителей. Поэтому время нарастания выходного сигнала светодиода определяется временем жизни носителей при спонтанной рекомбинации.

Все сказанное справедливо и для времени спада излучения светодиода. При отключении тока, подаваемого на светодиод, постоянная времени уменьшения его излучения также определяется временем жизни носителей при спонтанной рекомбинации.

В случае нелегированной активной области для описания динамики изменения концентрации носителей вместо уравнения мономолекулярной рекомбинации надо использовать уравнение бимолекулярной рекомбинации. При этом надо помнить, что время жизни носителей перестает быть постоянной величиной. Поэтому в уравнении, как правило, используется *минимальное* время жизни, т.е. такое, при котором наблюдается *максимальная* концентрация носителей.

Следует отметить, что существуют методы снижения времени спада и нарастания выходного сигнала светодиода до уровней, меньших времени жизни носителей при спонтанной рекомбинации. Время нарастания уменьшается путем *формирования инжекционного тока*, а время спада — с помощью *удаления части носителей за пределы активной области*. Оба метода будут рассмотрены в следующих разделах.

## 24.4. Зависимость напряжения от времени спада и нарастания оптических сигналов

На рис. 24.2 показаны экспериментально полученные переходные характеристики светодиодов, используемые для определения времени спада и нарастания их выходного излучения (Schubert et al., 1996). Как показано, времена спада и нарастания измеряются между уровнями 10% и 90% от установившегося значения выходного оптического сигнала. Интенсивность оптического сигнала определяли по фототок полупроводникового фотодетектора. При проведении таких измерений необходимо использовать генераторы импульсов и фотодиоды, значительно более быстродействующие, чем светодиод. В измеренные времена спада и нарастания входят постоянные времени генератора импульсов, светодиода, детектора, усилителя фототока и осциллографа. Поскольку светодиод обладает самой большой постоянной времени, ему и соответствуют измеренные значения времени спада и нарастания. Показаны *верхние пределы* реальных значений постоянных времени светодиодов.

Из рис. 24.2 видно, что время нарастания сигнала намного больше времени спада. По теоретической модели, описанной выше, такой разницы быть не должно.

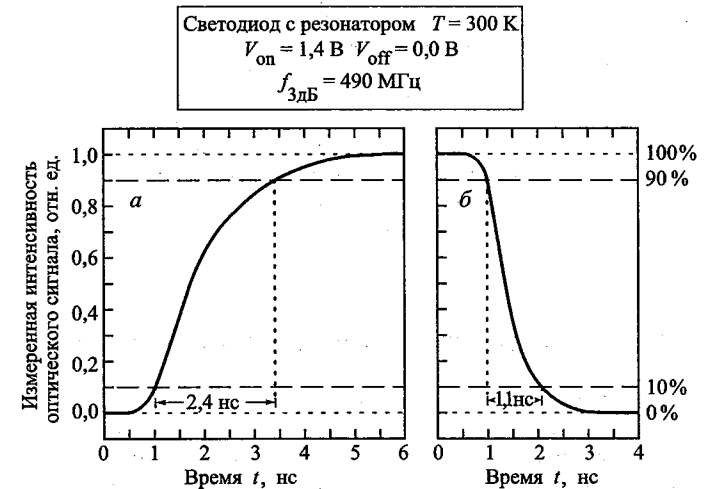


Рис. 24.2. Измерение времени нарастания (а) и спада (б) выходного оптического сигнала светодиодов резонаторного типа. Используемый для измерений фотодетектор обладает лучшими динамическими характеристиками по сравнению со светодиодом, поэтому можно считать, что приведенные значения соответствуют постоянным времени светодиода

Для выяснения причин возникновения разницы между временем спада и нарастания сигнала светодиода были измерены зависимости этих параметров от напряжения на диоде. Во включенном состоянии напряжение светодиода составляло 1,4 В. Но как только напряжение становилось немного ниже напряжения «включения»,  $p$ - $n$ -переход диода переставал излучать свет, поэтому напряжению «выключения» диода меняется в некотором диапазоне значений.

На рис. 24.2 показаны полученные экспериментальные зависимости. При постоянном значении напряжения включения (1,4 В) напряжение выключения изменялось в диапазоне 0–1,0 В. Заметна сильная зависимость времени спада от напряжения, которая объясняется уходом носителей из активной области. В отличие от времени спада время нарастания выходного сигнала светодиода практически не зависит от напряжения.

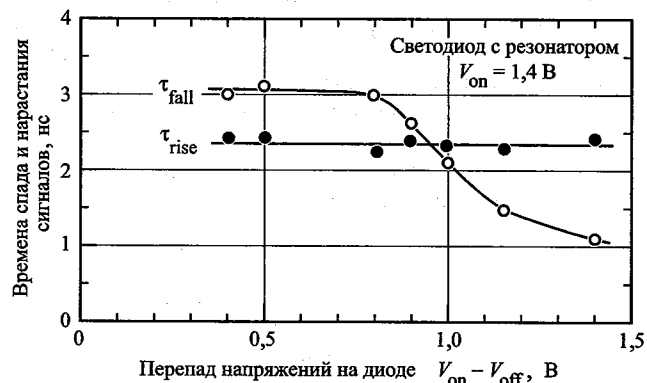


Рис. 24.3. Зависимость времени спада и нарастания выходного сигнала светодиода от перепада напряжений. Время спада сигнала светодиода снижается при увеличении перепада напряжений, что связано с уходом носителей из активной области

### 24.5. Уход носителей из активной области

Зависимость напряжения спада оптического выходного сигнала светодиода от напряжения (рис. 24.3) может быть объяснена уходом носителей из активной области, определяемым величиной перепада напряжений. На рис. 24.4 показаны зонные диаграммы активной области для выключенного светодиода при большом (а) и малом (б) перепадах напряжений между включенным и выключенным состояниями светодиода. В случае малых перепадов напряжений практически все носители, пока не рекомбинируют, остаются в активной области. В результате время спада интенсивности выходного излучения светодиода

в основном определяется временем жизни носителей при спонтанной рекомбинации.

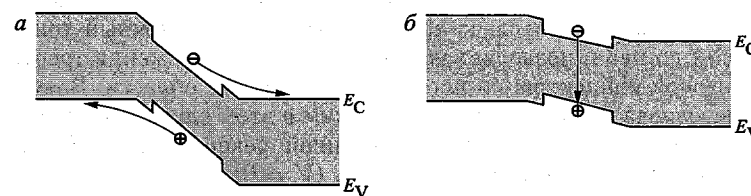


Рис. 24.4. Иллюстрация двух механизмов, отвечающих за время спада излучения светодиода: а — снижение напряжения смещения светодиода до нуля ведет к уходу носителей из активной области; время такого ухода может быть очень коротким, намного меньшим 1 нс; б — при меньшей амплитуде управляющего напряжения (напряжения модуляции) носители остаются в активной области и интенсивность выходного излучения светодиода определяется временем жизни носителей при спонтанной рекомбинации

При больших перепадах напряжений наблюдается другая ситуация. В момент спада напряжения до нуля из-за сильного электрического поля в области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода зонная диаграмма имеет довольно сильный наклон, что приводит к уходу свободных носителей из активной области в сторону нейтральных барьерных слоев  $p$ - и  $n$ -типа. Время такого ухода может быть намного короче времени жизни спонтанного излучения. Поэтому в этом случае время спада выходного излучения светодиода будет определяться не временем жизни носителей при спонтанной рекомбинации, а временем их ухода из активной области. На основе значений электрического поля и подвижности носителей можно оценить время ухода носителей из активной области, которое, как правило, лежит в пикосекундном диапазоне.

**Упражнение.** Определение времени ухода носителей из активной области.

Требуется рассчитать время ухода носителей из активной области для типичных значений электрического поля в области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода и скоростей зарядов при толщине активного слоя 0,1–1 мкм.

**Решение**

Время ухода носителей из активной области может быть очень коротким. Для диодов с типичными параметрами это время лежит в диапазоне 1–100 пс, что намного меньше времени жизни носителей при спонтанной рекомбинации.

### 24.6. Формирование тока

Наиболее распространенным способом уменьшения времени спада и нарастания выходных сигналов светодиода является метод *формирования тока* (Lee, 1975; Zucker, 1978; Saul et al., 1985). На рис. 24.5, а представлена схема формирователя тока, состоящая из конденсатора и

резистора, соединенных последовательно со светодиодом. Как показано на рис. 24.5, б, при включении или выключении светодиода наличие конденсатора в схеме приводит к появлению короткого импульса тока. В течение этого импульса во время включения избыточный ток, протекающий по цепи, позволяет ускорить процесс достижения требуемой стационарной концентрации носителей в активной области. Время выхода светодиода на установившийся режим в этом случае будет меньше времени жизни носителей при спонтанной рекомбинации. Во время отключения напряжения на светодиоде ( $V = 0$ ) конденсатор смещает диод в обратном направлении, тем самым помогая носителям покинуть активную область. Величина импульса тока определяется внутренним сопротивлением источника напряжения, сопротивлением и емкостью формирователя тока, а также последовательным сопротивлением светодиода.

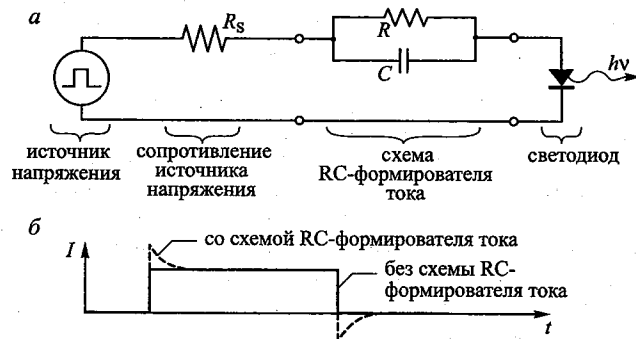


Рис. 24.5. Схема  $RC$ -формирователя тока, применяемого для уменьшения времени нарастания излучения светодиода (а). Импульс тока через светодиод с малой емкостью (сплошная линия) и иллюстрация влияния формирующей цепи на ток в цепи (штриховая линия) (б)

Критерии выбора параметров схемы формирователя тока:

- постоянная времени  $RC$ -формирователя тока должна быть равна времени жизни носителей при спонтанной рекомбинации;
- начальный ток импульса напряжения должен быть в два раза выше своего установившегося значения.

Для выполнения этих условий величина резистора  $R$  выбирается равной дифференциальному сопротивлению диода, а емкость схемы задается такой, чтобы постоянная времени всей цепи  $RC$  совпала с временем нарастания оптического сигнала светодиода (Schubert et al., 1996). При выполнении этих условий удается добиться расширения частотного диапазона светодиода.

Следует отметить, что последовательное сопротивление диода сильно зависит от напряжения, поэтому теория линейных цепей позволяет лишь оценить его величину, а не получить точное значение. Поэтому

для оптимизации параметров схемы  $RC$ -формирователя тока необходимо применять экспериментальные или численные методы.

Схемы  $RC$ -формирователя тока требуют увеличения рабочего напряжения, что снижает эффективность цепей управления. Но благодаря низкому потреблению электрической мощности светодиодами, используемыми в системах связи, это снижение к.п.д. не является существенным.

## 24.7. Частота светодиода по уровню 3 дБ

Частота светодиода по уровню 3 дБ может быть определена по частоте, на которой сигнал детектора становится равным половине своего значения, измеренного на низких частотах. При проведении измерений необходимо принимать во внимание частотные характеристики детектора. Для светодиода, временные характеристики которого показаны на рис. 24.2, измеренная частота по уровню 3 дБ составила около 500 МГц. Сравнение значений частоты по уровню 3 дБ, характерных для светодиодов разного типа, позволило сделать вывод, что наибольшие частоты по уровню 3 дБ соответствуют диодам с наименьшими паразитными сопротивлениями и емкостями. Для этого у светодиодов

- контакты  $p$ -типа должны быть небольшими;
- на стороне  $p$ -типа желательно сформировать толстый диэлектрический слой (например  $\text{SiO}_2$ );
- контактная площадка на стороне  $p$ -типа также должна быть небольшой;
- барьерную емкость  $p$ - $n$ -перехода при нулевом смещении следует ограничивать при помощи мезаструктур, изготовленных методом травления.

## 24.8. Глаз-диаграмма

Глаз-диаграмма позволяет оценить эффективность работы системы оптической связи. Эта диаграмма представляет измеренный детектором сигнал, сформированный при помощи генератора случайных чисел. На рис. 24.6 показана глаз-диаграмма светодиода, передающего сигнал со скоростью 622 Мбит/с. Такая скорость передачи сигналов используется в широко распространенном стандарте для синхронной оптической сети (SONET). Показаны также три уровня тока, соответствующие состояниям 0 ( $I_0$ ), 1 ( $I_1$ ) и току принятия решения ( $I_D$ ), т. е. границы зон, в которых приемник воспринимает сигнал как 0 и как 1. Представленная диаграмма является открытой, т. е. данная система обеспечивает передачу данных с низкой частотой появления ошибок. Напряжения включения и выключения светодиода соответственно равны 1,4 В и 1,1 В. Схема  $RC$ -формирователя тока состоит из сопротивления 20 Ом

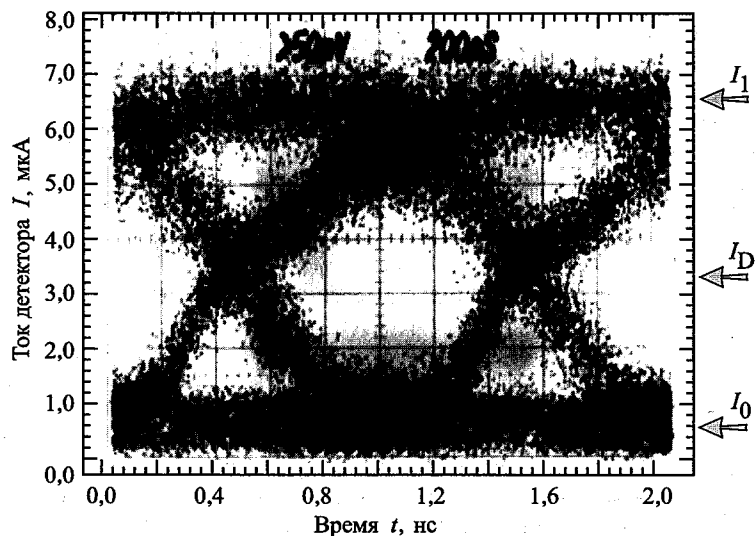


Рис. 24.6. Глаз-диаграмма принятого оптического сигнала светодиода с резонатором. Оптический сигнал определялся через фототок фотодиода на основе Si, измеряемый при помощи стробоскопического осциллографа. Рассматриваемый светодиод способен передавать данные со скоростью 622 Мбит/с. Отмечены три уровня тока, соответствующие состояниям 0 ( $I_0$ ), 1 ( $I_1$ ) и току принятия решения ( $I_D$ )

и емкости 100 пФ. Минимизация паразитных элементов и применение формирователя тока позволяют системе передавать данные со скоростью 1 Гбит/с.

При увеличении скорости передачи данных диаграмма закрывается, т. е. система перестает достоверно различать уровни 0 и 1, что ведет к увеличению частоты появления ошибок.

### 24.9. Время жизни носителей и частота по уровню 3 дБ

Уменьшение времени жизни неосновных носителей за счет сильно-го легирования активной области или введения глубоких примесных центров приводит к увеличению максимальной частоты модуляции светодиода. Введение глубоких примесных центров имеет двойной эффект. С одной стороны, наличие этих центров вызывает сокращение времени жизни неосновных носителей, тем самым повышая частоту по уровню 3 дБ. Однако, с другой стороны, оно ведет к снижению интенсивности излучения и увеличению нагрева структуры светодиода. Высокие концентрации легирующих примесей в активной области

также сокращают время жизни неосновных носителей и часто, но не всегда, ведут к уменьшению квантового выхода излучения диода.

Проанализируем влияние снижения времени жизни неосновных носителей на интенсивность излучения и значение частоты по уровню 3 дБ. В соответствии с уравнением (24.8) частота по уровню 3 дБ связана с временем жизни носителей при излучательной рекомбинации соотношением  $f_{3\text{дБ}} = (3)^{1/2} / (2\pi \cdot \tau)$ , где  $\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}$ . Внутренний квантовый выход излучения светодиода определяется выражением  $\eta_{\text{int}} = \tau_{nr} / (\tau_r + \tau_{nr})$ . В случае малого времени жизни носителей при безызлучательной рекомбинации  $f_{3\text{дБ}} \propto \tau_{nr}^{-1}$ ;  $\eta_{\text{int}} \propto \tau_{nr}$ . Отсюда видно, что, хотя введение глубоких примесных центров позволяет расширить полосу рабочих частот светодиода, произведение мощности на полосу пропускания устройства при этом не изменяется в лучшую сторону. На рис. 24.7 показано, как связаны между собой частота по уровню 3 дБ, выходная мощность и время жизни носителей при излучательной и безызлучательной рекомбинации. Для вычисления частоты по уровню 3 дБ и значений мощности использовали уравнения, приведенные выше. Предполагается, что на графике, построенном в логарифмическом масштабе, на частотах больше частоты по уровню 3 дБ происходит линейное снижение оптической мощности (Wood, 1994).

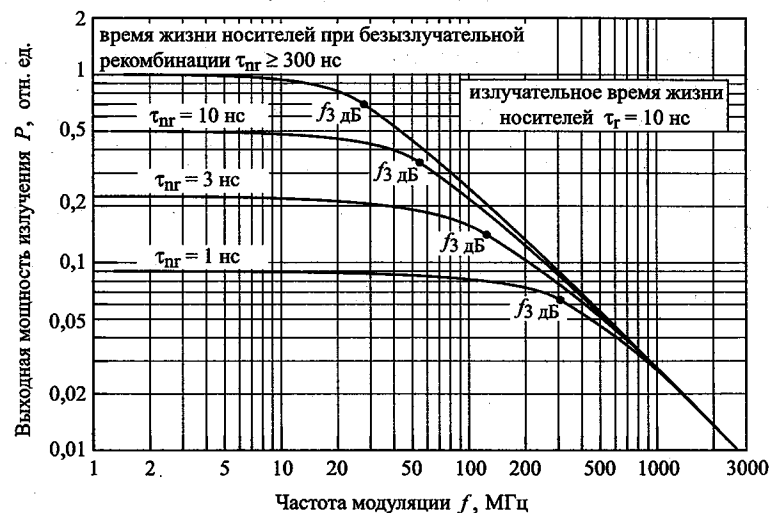


Рис. 24.7. Зависимости расчетных значений выходной мощности светодиода от частоты модуляции, построенные при разных значениях времени жизни носителей при безызлучательной рекомбинации. Излучательное время жизни принято равным 10 нс

Способы снижения времени жизни неосновных носителей без уменьшения квантового выхода излучения светодиодов еще не най-

дены. Если это удастся сделать, будет достигнут реальный прогресс в увеличении быстродействия светодиодов (Chen et al., 1999).

Предложен (Chen et al., 1999) метод уменьшения времени жизни неосновных носителей без существенного ухудшения внутреннего квантового выхода излучения светодиодов — сильное легирование бериллием активной области GaAs  $N_A = (2-7) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Для проверки был изготовлен светодиод с  $N_A = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Частота отсечки такого диода оказалась равной 440 МГц при внутреннем квантовом выходе излучения 25–30%. При уровне легирования  $N_A = 7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  частота отсечки стала равна 1,7 ГГц, а внутренний квантовый выход 10%.

### Библиографический список

- Chen C. H., Hargis M., Woodall J. M., Melloch M. R., Reynolds J. S., Yablonoitch E., and Wang W. "GHz bandwidth GaAs light-emitting diodes" *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3140 (1999).
- Ikedo K., Horiuchi S., Tanaka T., and Susaki W. "Design parameters of frequency response of GaAs-AlGaAs DH LEDs for optical communications" *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-24**, 1001 (1977).
- Lee T. P. "Effect of junction capacitance on the rise time of LEDs and on the turn-on delay of injection lasers" *Bell Syst. Tech. J.* **54**, 53 (1975).
- Saul R. H., Lee T. P., and Burrus C. A. "Light-emitting-diode device design" in *Lightwave Communications Technology* edited by W. T. Tsang, *Semiconductor and Semimetals*, **22** Part C (Academic Press, San Diego, 1985).
- Schubert E. F., Hunt N. E. J., Malik R. J., Micovic M., and Miller D. L. "Temperature and modulation characteristics of resonant-cavity light-emitting diodes" *IEEE J. Lightwave Technol.* **14**, 1721 (1996).
- Wood D. *Optoelectronic Semiconductor Devices* p. 98 (Prentice Hall, New York, 1994).
- Zucker J. "Closed-form calculation of the transient behavior of (AlGa)As double heterojunction LEDs" *J. Appl. Phys.* **49**, 2543 (1978).

## Приложения

### Часто используемые обозначения

Символ	Объяснение	Система СИ	Единицы, часто используемые
$a_0$	Постоянная решетки	м	нм
$a_B$	Радиус Бора	м	нм
$A$	Площадь	$\text{м}^2$	$\text{см}^2$
$A$	Коэффициент Эйнштейна $A$	$\text{с}^{-1}$	$\text{с}^{-1}$
$\alpha$	Коэффициент поглощения	$\text{м}^{-1}$	$\text{см}^{-1}$
$\alpha_g$	Коэффициент поглощения при энергии, равной ширине запрещенной зоны	$\text{м}^{-1}$	$\text{см}^{-1}$
$\alpha_{fc}$	Коэффициент поглощения свободных носителей	$\text{м}^{-1}$	$\text{см}^{-1}$
$\alpha_0$	Коэффициент поглощения при $h\nu = 2E_g$	$\text{м}^{-1}$	$\text{см}^{-1}$
$B$	Коэффициент бимолекулярной рекомбинации	$\text{м}^3/\text{с}$	$\text{см}^3/\text{с}$
$B$	Коэффициент Эйнштейна $B$	$\text{м}^3/(\text{Дж}\cdot\text{с}^2)$	$\text{м}^3/(\text{Дж}\cdot\text{с}^2)$
$c$	Скорость света в вакууме	м/с	м/с
$C$	Емкость	Ф	Ф
$C-V$	Зависимость емкости от напряжения	—	—
$d$	Толщина слоя	м	м
$D$	Коэффициент диффузии легирующей примеси	$\text{м}^2/\text{с}$	мкм
$D$	Диэлектрическое смещение	Кл/м <sup>2</sup>	Кл/см <sup>2</sup>
$D_n, D_p$	Коэффициент диффузии электронов/дырок	$\text{м}^2/\text{с}$	$\text{см}^2/\text{с}$
$\Delta n, \Delta p$	Изменение концентрации электронов/дырок	$\text{м}^{-3}$	$\text{см}^{-3}$
$\Delta E_c, \Delta E_v$	Скачок в зоне проводимости/в валентной зоне	Дж	эВ
$e$	Элементарный заряд	Кл	Кл
$\mathcal{E}$	Напряженность электрического поля	В/м	В/см
$E$	Энергия	Дж	эВ
$E_c$	Энергия края зоны проводимости	Дж	эВ
$E_F$	Энергия Ферми	Дж	эВ
$E_{Fi}$	Энергия Ферми собственного полупроводника	Дж	эВ
$E_{Fn}$	Квази-энергия Ферми в области $n$ -типа	Дж	эВ
$E_{Fp}$	Квази-энергия Ферми в области $p$ -типа	Дж	эВ

Символ	Объяснение	Система СИ	Единицы, часто используемые
$E_g$	Ширина запрещенной зоны полупроводника	Дж	эВ
$E_{Ryd}$	Энергия Ридберга	Дж	эВ
$E_T$	Энергия ловушки или глубокого примесного уровня	Дж	эВ
$E_V$	Энергия края валентной зоны	Дж	эВ
$E_0$	Наименьшая энергия квантовой ямы	Дж	эВ
$\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$	Диэлектрическая проницаемость	А · с / (В · м)	А · с / (В · м)
$\epsilon_0$	Абсолютная диэлектрическая проницаемость	А · с / (В · м)	А · с / (В · м)
$\epsilon_r$	Относительная диэлектрическая проницаемость	—	—
$\eta$	К.п.д. (эффективность)	%	%
$\eta_{int}$	Внутренний квантовый выход	%	%
$\eta_{ext}$	Внешний квантовый выход	%	%
$\eta_{extract}$	Коэффициент оптического выхода	%	%
$\eta_{power}$	Эффективность по мощности	%	%
$f$	Частота	Гц	Гц
$F$	Коэффициент зеркальности резонатора	—	—
$\Phi$	Электростатический потенциал	В	В
$\Phi$	Угол	град	град
$\Phi_{lum}$	Световой поток	лм	лм
$\varphi$	Угол	град	град
$\varphi_c$	Критический угол полного внутреннего отражения	град	град
$G$	Скорость генерации	м <sup>-3</sup> /с	см <sup>-3</sup> /с
$G_0$	Равновесная скорость генерации	м <sup>-3</sup> /с	см <sup>-3</sup> /с
$h$	Постоянная Планка	Дж · с	эВ · с
$\hbar$	Постоянная Планка, деленная на $2\pi$	Дж · с	эВ · с
$h\nu$	Энергия фотона	Дж	эВ
$I$	Интенсивность излучения	Вт/м <sup>2</sup>	Вт/м <sup>2</sup>
$I$	Ток	А	А
$I_s$	Ток насыщения	А	А
$I-V$	Вольтамперная характеристика	—	—
$J$	Плотность тока	А/м <sup>2</sup>	А/см <sup>2</sup>
$J_s$	Плотность тока насыщения	А/м <sup>2</sup>	А/см <sup>2</sup>
$k$	Волновое число ( $2\pi/\lambda$ )	м <sup>-1</sup>	см <sup>-1</sup>
$k$	Постоянная Больцмана	Дж/К	эВ/К
$L$	Длина	м	м
$L_{cav}$	Длина резонатора	м	мкм
$L_n, L_p$	Диффузионная длина электрона/дырки	м	мкм
$L-I$	Зависимость мощности выходного излучения от тока	—	—

Символ	Объяснение	Система СИ	Единицы, часто используемые
$\lambda$	Длина волны	м	нм
$\lambda_{Bragg}$	Длина отраженной волны Брэгга	м	нм
$m$	Масса	кг	кг
$m_e$	Масса свободного электрона	кг	кг
$m^*$	Эффективная масса	кг	кг
$m_e^*, m_h^*$	Эффективная масса электрона/дырки	кг	кг
$m_{lh}^*, m_{hh}^*$	Эффективная масса легкой/тяжелой дырки	кг	кг
$\mu = \mu_r \cdot \mu_0$	Магнитная проницаемость	В · с / (А · м)	В · с / (А · м)
$\mu_0$	Абсолютная магнитная постоянная	В · с / (А · м)	В · с / (А · м)
$\mu_r$	Относительная магнитная постоянная	—	—
$\mu_n, \mu_p$	Подвижность электронов/дырок	м <sup>2</sup> / (В · с)	м <sup>2</sup> / (В · с)
$n$	Полупроводник $n$ -типа	—	—
$n^-$	Слабо легированный материал $n$ -типа	—	—
$n^+$	Сильно легированный материал $n$ -типа	—	—
$n$	Концентрация электронов	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$n^{2D}$	Двухмерная концентрация электронов	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$n_0$	Равновесная концентрация электронов	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$n_{ideal}$	Коэффициент идеального диода	—	—
$n_p$	Концентрация электронов в материале $p$ -типа	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$\bar{n}$	Показатель преломления	—	—
$\bar{n}_{air}$	Показатель преломления воздуха	—	—
$\bar{n}_s$	Показатель преломления полупроводника	—	—
$\bar{n}_{gs}$	Групповой коэффициент	—	—
$N_A, N_D$	Коэффициент акцепторов/доноров	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$N_c$	Эффективная плотность состояний на краю зоны проводимости	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$N_T$	Концентрация ловушек или глубоких примесных центров	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$N_V$	Эффективная плотность состояний на краю валентной зоны	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$\nu$	Частота оптического излучения	Гц	Гц
$p$	Полупроводник $p$ -типа	—	—
$p^-$	Слабо легированный материал $p$ -типа	—	—
$p^+$	Сильно легированный материал $p$ -типа	—	—
$p$	Момент	кг · м / с	кг · м / с
$p$	Концентрация дырок	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$p^{2D}$	Двухмерная концентрация дырок	м <sup>-2</sup>	см <sup>-2</sup>
$p_0$	Равновесная концентрация дырок	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>
$p_n$	Концентрация дырок в материале $n$ -типа	м <sup>-3</sup>	см <sup>-3</sup>



Символ	Объяснение	Система СИ	Единицы, часто используемые
$P$	Мощность	Вт	Вт
$P(\lambda)$	Спектральная плотность мощности	Вт/м	Вт/нм
$Q$	Электрический заряд	Кл	Кл
$Q$	Добротность резонатора	—	—
$r$	Коэффициент отражения оптического поля	—	—
$R$	Коэффициент отражения оптической мощности	—	—
$R$	Сопротивление	Ом	Ом
$R$	Скорость рекомбинации	$\text{м}^{-3}/\text{с}$	$\text{см}^{-3}/\text{с}$
$R_0$	Равновесная скорость рекомбинации	$\text{м}^{-3}/\text{с}$	$\text{см}^{-3}/\text{с}$
$R_{\text{excess}}$	Скорость рекомбинации избыточных носителей	$\text{м}^{-3}/\text{с}$	$\text{см}^{-3}/\text{с}$
$\rho$	Плотность зарядов	$\text{Кл}/\text{м}^3$	$\text{Кл}/\text{см}^3$
$\rho$	Удельное сопротивление	$\text{Ом} \cdot \text{м}$	$\text{Ом} \cdot \text{см}$
$\rho_c$	Удельное сопротивление контакта	$\text{Ом} \cdot \text{м}^2$	$\text{Ом} \cdot \text{см}^2$
$\rho_{DOS}^{3D}$	Трехмерная плотность состояния	$\text{м}^{-3}/\text{Дж}$	$\text{см}^{-3}/\text{эВ}$
$\rho_{DOS}^{2D}$	Двухмерная плотность состояния	$\text{м}^{-2}/\text{Дж}$	$\text{см}^{-2}/\text{эВ}$
$S$	Поверхностная скорость рекомбинации	$\text{м}/\text{с}$	$\text{см}/\text{с}$
$\sigma$	Удельная электропроводность	$(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$	$(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$
$t$	Время	с	с
$t$	Толщина слоя	м	мкм
$T$	Температура	К	К или °С
$T$	Коэффициент передачи оптической мощности	—	—
$\tau$	Рекомбинационное время жизни	с	с
$\tau_{\text{cav}}$	Рекомбинационное время жизни в резонаторе	с	с
$\tau_n, \tau_p$	Рекомбинационное время жизни электронов/дырок	с	с
$u, u'$	Универсальные координаты цветности МКО, определенные в 1960, 1976 гг.	—	—
$v$	Скорость	$\text{м}/\text{с}$	$\text{м}/\text{с}$
$v_{gr}$	Групповая скорость	$\text{м}/\text{с}$	$\text{м}/\text{с}$
$v_{ph}$	Фазовая скорость	$\text{м}/\text{с}$	$\text{м}/\text{с}$
$v, v'$	Универсальные координаты цветности МКО, определенные в 1960, 1976 гг.	—	—
$V$	Напряжение	В	В
$V_D$	Диффузионное напряжение	В	В
$V_j$	Напряжение на переходе	В	В
$V_{th}$	Пороговое напряжение	В	В
$V(\lambda)$	Функция чувствительности человеческого глаза	—	—
$W$	Ширина	м	м

Символ	Объяснение	Система СИ	Единицы, часто используемые
$W_D$	Ширина запирающего слоя	м	мкм
$W_{DH}$	Ширина двойной гетероструктуры	м	мкм
$x$	Координата цветности	—	—
$\bar{x}$	Функция выравнивания красного цвета	—	—
$X$	Координата красного цвета	—	—
$y$	Координата цветности	—	—
$\bar{y}$	Функция выравнивания зеленого цвета	—	—
$Y$	Координата зеленого цвета	—	—
$\bar{z}$	Функция выравнивания голубого цвета	—	—
$Z$	Координата голубого цвета	—	—

**Примечание.** Не приведены обозначения, используемые только в разделах, где они определены

### Физические постоянные

$\alpha_B$	0,5292 Å	Радиус Бора	$\alpha_B = 0,5292 \cdot 10^{-10}$ м
$\epsilon_0$	$8,8542 \cdot 10^{-12}$ А · с/(В · м)	Абсолютная диэлектрическая постоянная	
$e$	$1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл	Элементарный заряд	
$c$	$2,9979 \cdot 10^8$ м/с	Скорость света в вакууме	
$E_{\text{Ryd}}$	13,606 эВ	Энергия Ридберга	
$g$	$9,8067$ м/с <sup>2</sup>	Ускорение свободного падения на уровне моря	
$G$	$6,6873 \cdot 10^{-11}$ м <sup>3</sup> /(кг · с <sup>2</sup> )	Гравитационная постоянная	$F = G \cdot M \cdot m / r^2$
$h$	$6,6261 \cdot 10^{-34}$ Дж · с	Постоянная Планка	$h = 4,1356 \cdot 10^{-15}$ эВ · с
$\hbar$	$1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж · с	Постоянная Планка, деленная на $2\pi$	$\hbar = 6,5821 \cdot 10^{-16}$ эВ · с
$k$	$1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К	Коэффициент Больцмана	$k = 8,6175 \cdot 10^{-5}$ эВ/К
$\mu_0$	$1,2566 \cdot 10^{-6}$ В с(А · м)	Абсолютная магнитная постоянная	
$m_e$	$9,1094 \cdot 10^{-31}$ кг	Масса свободного электрона	
$N_{\text{Avo}}$	$6,0221 \cdot 10^{23}$ моль <sup>-1</sup>	Число Авагадро	
$R = kN_{\text{Avo}}$	$8,3145 \cdot 10^{23}$ Дж · К <sup>-1</sup> × моль <sup>-1</sup>	Постоянная идеального газа	

**Примечание.** Диэлектрическая проницаемость материала определяется как  $\epsilon = \epsilon_r \cdot \epsilon_0$ , где  $\epsilon_r$  и  $\epsilon_0$  — относительная и абсолютная диэлектрические постоянные. Магнитная проницаемость материала определяется как  $\mu = \mu_r \cdot \mu_0$ , где  $\mu_r$  и  $\mu_0$  — относительная и абсолютная магнитные постоянные.

### Полезные соотношения.

1 эВ =  $1,6022 \cdot 10^{-19}$  Кл · В =  $1,6022 \cdot 10^{-19}$  Дж;  $kT = 25,86$  мэВ (при  $T = 300$  К).

## Свойства полупроводников — арсенидов III группы при комнатной температуре

Величина	Обозначение	AlAs	GaAs	InAs	Единица
Структура кристалла		Z	Z	Z	—
Прямозонный (D)/непрямозонный (I)		I	D	D	—
Постоянная решетки	$a_0$	5,6611	5,6533	6,0584	Å
Ширина запрещенной зоны	$E_g$	2,168	1,42	0,354	эВ
Концентрация собственных носителей зарядов	$n_i$	10	$2 \cdot 10^6$	$7,8 \cdot 10^{14}$	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ЗП	$N_c$	$1,5 \cdot 10^{19}$	$4,4 \cdot 10^{17}$	$8,3 \cdot 10^{16}$	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ВЗ	$N_v$	$1,7 \cdot 10^{19}$	$7,7 \cdot 10^{18}$	$6,4 \cdot 10^{18}$	$\text{см}^{-3}$
Подвижность электронов	$\mu_n$	200	8500	33000	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Подвижность дырок	$\mu_p$	100	400	450	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Коэффициент диффузии электронов	$D_n$	5,2	220	858	$\text{см}^2/\text{с}$
Коэффициент диффузии дырок	$D_p$	2,6	10	12	$\text{см}^2/\text{с}$
Электронное сродство	$\chi$	3,50	4,07	4,9	В
Время жизни неосновных носителей	$\tau$	$10^{-7}$	$10^{-8}$	$10^{-8}$	с
Эффективная масса электрона	$m_e^*$	0,146 $m_e$	0,067 $m_e$	0,022 $m_e$	—
Эффективная масса тяжелой дырки	$m_{hh}^*$	0,76 $m_e$	0,45 $m_e$	0,40 $m_e$	—
Относительная диэлектрическая постоянная	$\epsilon_r$	10,1	13,1	15,1	—
Показатель преломления	$\tilde{n}$	3,2	3,4	3,5	—
Коэффициент поглощения вблизи $E_g$	$\alpha$	$10^3$	$10^4$	$10^4$	$\text{см}^{-1}$

- D — алмаз. Z — сфалерит. W — вюрцит. ПС — плотность состояний. ЗП — зона проводимости. ВЗ — валентная зона.
- Коэффициент диффузии и подвижность носителей зарядов в невырожденном полупроводнике связаны соотношением Эйнштейна:  $D = \mu(kT/e)$ .
- Диффузионные длины неосновных носителей определяются выражениями  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$  и  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ .
- Приведенные значения подвижности и коэффициента диффузии носителей зарядов соответствуют низким концентрациям примесей ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).
- Время жизни неосновных носителей  $\tau$  соответствует концентрации примесей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Для определения  $\tau$  при других концентрациях можно воспользоваться соотношением  $\tau = B^{-1}(n+p)^{-1}$ , где  $B_{\text{GaAs}} = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ .

## Свойства полупроводников — нитридов III группы при комнатной температуре

Величина	Обозначение	AlN	GaN	InN	Единица
Структура кристалла		W	W	W	—
Прямозонный (D)/непрямозонный (I)		D	D	D	—
Постоянная решетки	$a_0$	3,112	3,191	3,545	Å
Ширина запрещенной зоны	$E_g$	4,982	5,185	5,703	эВ
Концентрация собственных носителей зарядов	$n_i$	6,28	3,425	0,77	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ЗП	$N_c$	$9,4 \cdot 10^{34}$	$1,9 \cdot 10^{10}$	920	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ВЗ	$N_v$	$6,2 \cdot 10^{18}$	$2,3 \cdot 10^{18}$	$9,0 \cdot 10^{17}$	$\text{см}^{-3}$
Подвижность электронов	$\mu_n$	$4,9 \cdot 10^{20}$	$1,8 \cdot 10^{19}$	$5,3 \cdot 10^{19}$	$\text{см}^{-3}$
Подвижность дырок	$\mu_p$	300	1500	3200	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Коэффициент диффузии электронов	$D_n$	14	30	—	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Коэффициент диффузии дырок	$D_p$	7	39	80	$\text{см}^2/\text{с}$
Электронное сродство	$\chi$	0,3	0,75	—	$\text{см}^2/\text{с}$
Время жизни неосновных носителей	$\tau$	1,9	4,1	—	В
Эффективная масса электрона	$m_e^*$	—	$10^{-8}$	—	с
Эффективная масса тяжелой дырки	$m_{hh}^*$	0,40 $m_e$	0,20 $m_e$	0,11 $m_e$	—
Относительная диэлектрическая постоянная	$\epsilon_r$	3,53 $m_e$	0,80 $m_e$	1,63 $m_e$	—
Показатель преломления	$\tilde{n}$	8,5	8,9	15,3	—
Коэффициент поглощения вблизи $E_g$	$\alpha$	2,15	2,5	2,9	—
		$3 \cdot 10^5$	$10^5$	$6 \cdot 10^4$	$\text{см}^{-1}$

- D — алмаз. Z — сфалерит. W — вюрцит. ПС — плотность состояний. ЗП — зона проводимости. ВЗ — валентная зона.
- Коэффициент диффузии и подвижность носителей зарядов в невырожденном полупроводнике связаны соотношением Эйнштейна  $D = \mu(kT/e)$ .
- Диффузионные длины неосновных носителей определяются выражениями  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$  и  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ .
- Приведенные значения подвижности и коэффициента диффузии носителей зарядов соответствуют низким концентрациям примесей ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).
- Время жизни неосновных носителей  $\tau$  соответствует концентрации примесей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Для определения  $\tau$  при других концентрациях можно воспользоваться соотношением  $\tau = B^{-1}(n+p)^{-1}$ , где  $B_{\text{GaN}} \approx 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ .

## Свойства полупроводников — фосфидов III группы при комнатной температуре

Величина	Обозначение	AlP	GaP	InP	Единица
Структура кристалла		Z	Z	Z	—
Прямозонный (D)/непрямозонный (I)		I	I	D	—
Постоянная решетки	$a_0$	5,4635	5,4512	5,8686	Å
Ширина запрещенной зоны	$E_g$	2,45	2,26	1,35	эВ
Концентрация собственных носителей зарядов	$n_i$	0,044	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^7$	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ЗП	$N_c$	$2,0 \cdot 10^{19}$	$1,9 \cdot 10^{19}$	$5,2 \cdot 10^{17}$	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ВЗ	$N_v$	$1,5 \cdot 10^{19}$	$1,2 \cdot 10^{19}$	$1,1 \cdot 10^{19}$	$\text{см}^{-3}$
Подвижность электронов	$\mu_n$	60	110	4600	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Подвижность дырок	$\mu_p$	450	75	150	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Коэффициент диффузии электронов	$D_n$	1,6	2,8	120	$\text{см}^2/\text{с}$
Коэффициент диффузии дырок	$D_p$	11,6	1,9	3,9	$\text{см}^2/\text{с}$
Электронное сродство	$\chi$	3,98	3,8	4,5	В
Время жизни неосновных носителей	$\tau$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-8}$	с
Эффективная масса электрона	$m_e^*$	0,83 $m_e$	0,82 $m_e$	0,08 $m_e$	—
Эффективная масса тяжелой дырки	$m_{\text{нб}}^*$	0,70 $m_e$	0,60 $m_e$	0,56 $m_e$	—
Относительная диэлектрическая постоянная	$\epsilon_r$	9,8	11,1	12,4	—
Показатель преломления	$\bar{n}$	3,0	3,0	3,4	—
Коэффициент поглощения вблизи $E_g$	$\alpha$	$10^3$	$10^3$	$10^4$	$\text{см}^{-1}$

- D — алмаз. Z — сфалерит. W — вюрцит. ПС — плотность состояний. ЗП — зона проводимости. ВЗ — валентная зона.
- Коэффициент диффузии и подвижность носителей зарядов в невырожденном полупроводнике связаны соотношением Эйнштейна  $D = \mu(kT/e)$ .
- Диффузионные длины неосновных носителей определяются выражениями  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$  и  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ .
- Приведенные значения подвижности и коэффициента диффузии носителей зарядов соответствуют низким концентрациям примесей ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).
- Время жизни неосновных носителей  $\tau$  соответствует концентрации примесей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Для определения  $\tau$  при других концентрациях можно воспользоваться соотношением  $\tau = B^{-1} (n+p)^{-1}$ , где  $B_{\text{GaP}} = 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ .

## Свойства полупроводников — Si и Ge при комнатной температуре

Величина	Обозначение	Si	Ge	Единица
Структура кристалла		D	D	—
Прямозонный (D)/непрямозонный (I)		I	I	—
Постоянная решетки	$a_0$	5,43095	5,64613	Å
Ширина запрещенной зоны	$E_g$	1,12	0,66	эВ
Концентрация собственных носителей зарядов	$n_i$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ЗП	$N_c$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$1,0 \cdot 10^{19}$	$\text{см}^{-3}$
Эффективная ПС на краю ВЗ	$N_v$	$1,0 \cdot 10^{19}$	$6,0 \cdot 10^{18}$	$\text{см}^{-3}$
Подвижность электронов	$\mu_n$	1500	3900	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Подвижность дырок	$\mu_p$	450	1900	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Коэффициент диффузии электронов	$D_n$	39	101	$\text{см}^2/\text{с}$
Коэффициент диффузии дырок	$D_p$	12	49	$\text{см}^2/\text{с}$
Электронное сродство	$\chi$	4,05	4,0	В
Время жизни неосновных носителей	$\tau$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	с
Эффективная масса электрона	$m_e^*$	0,98 $m_e$	1,64 $m_e$	—
Эффективная масса тяжелой дырки	$m_{\text{нб}}^*$	0,49 $m_e$	0,28 $m_e$	—
Относительная диэлектрическая постоянная	$\epsilon_r$	11,9	16,0	—
Показатель преломления	$\bar{n}$	3,3	4,0	—
Коэффициент поглощения вблизи $E_g$	$\alpha$	$10^3$	$10^3$	$\text{см}^{-1}$

- D — алмаз. Z — сфалерит. W — вюрцит. ПС — плотность состояний. ЗП — зона проводимости. ВЗ — валентная зона.
- Коэффициент диффузии и подвижность носителей зарядов в невырожденном полупроводнике связаны соотношением Эйнштейна  $D = \mu(kT/e)$ .
- Диффузионные длины неосновных носителей определяются выражениями  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$  и  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ .
- Приведенные значения подвижности и коэффициента диффузии носителей зарядов соответствуют низким концентрациям примесей ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).
- Время жизни неосновных носителей  $\tau$  соответствует концентрации примесей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Для определения  $\tau$  при других концентрациях можно воспользоваться соотношением  $\tau = B^{-1} (n+p)^{-1}$ , где  $B_{\text{Ge}} \approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $B_{\text{Si}} \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ .

Периодическая система элементов Д.И. Менделеева

IA		IIA		IIIB IVA VB VIB VIIIB VIIIIB										IIB IVA VA VIA VIIA										VIII																					
Щелочные металлы		Щелочно-земельные металлы		Переходные металлы (с частично заполненной d-электронной оболочкой)																														Полупроводники										Палатены, инертные газы	
Fr		Ra		Mn																														Mn										He	
Cs		Ba		Ni																														Ni										Ne	
Rb		Sr		Cu																														Cu										Ar	
K		Ca		Zn																														Zn										Kr	
Na		Mg		Ga																														Ga										Xe	
Li		Be		Ge																														Ge										Rn	
H		He		As																														As											
				Se																														Se											
				Br																														Br											
				Kr																														Kr											
				Rb																														Rb											
				Sr																														Sr											
				Y																														Y											
				Zr																														Zr											
				Nb																														Nb											
				Mo																														Mo											
				Tc																														Tc											
				Ru																														Ru											
				Rh																														Rh											
				Pd																														Pd											
				Ag																														Ag											
				Cd																														Cd											
				In																														In											
				Sn																														Sn											
				Sb																														Sb											
				Te																														Te											
				I																														I											
				Xe																														Xe											
				Rn																														Rn											
				At																														At											
				Po																														Po											
				Bi																														Bi											
				Pb																														Pb											
				Tl																														Tl											
				Pb																														Pb											
				Bi																														Bi											
				Po																														Po											
				At																														At											
				Rn																														Rn											
				Fr																														Fr											
				Ra																														Ra											

Примечание: На s-оболочке может быть не более 2 электронов, на p-оболочке – не более 6-ти, на d-оболочке – не более 10, а на f-оболочке – не более 14. Количество электронов в инертных газах: 2(He), 10(Ne), 18(Ar), 36(Kr), 54(Xe) и 86(Rn).

Периодическая система элементов Д.И. Менделеева

IA		IIA		IIIB IVA VB VIB VIIIB VIIIIB										IIB IVA VA VIA VIIA										VIII																					
Щелочные металлы		Щелочно-земельные металлы		Переходные металлы (с частично заполненной d-электронной оболочкой)																														Полупроводники										Палатены, инертные газы	
Fr		Ra		Mn																														Mn										He	
Cs		Ba		Ni																														Ni										Ne	
Rb		Sr		Cu																														Cu										Ar	
K		Ca		Zn																														Zn										Kr	
Na		Mg		Ga																														Ga										Xe	
Li		Be		Ge																														Ge										Rn	
H		He		As																														As											
				Se																														Se											
				Br																														Br											
				Kr																														Kr											
				Rb																														Rb											
				Sr																														Sr											
				Y																														Y											
				Zr																														Zr											
				Nb																														Nb											
				Mo																														Mo											
				Tc																														Tc											
				Ru																														Ru											
				Rh																														Rh											
				Pd																														Pd											
				Ag																														Ag											
				Cd																														Cd											
				In																														In											
				Sn																														Sn											
				Sb																														Sb											
				Te																														Te											
				I																														I											
				Xe																														Xe											
				Rn																														Rn											
				At																														At											
				Po																														Po											
				Bi																														Bi											
				Pb																														Pb											
				Tl																														Tl											
				Pb																														Pb											
				Bi																														Bi											
				Po																														Po											
				At																														At											
				Rn																														Rn											
				Fr																														Fr											
				Ra																														Ra											

Примечание: На s-оболочке может быть не более 2 электронов, на p-оболочке – не более 6, на d-оболочке – не более 10, а на f-оболочке – не более 14. Количество электронов в инертных газах: 2(He), 10(Ne), 18(Ar), 36(Kr), 54(Xe) и 86(Rn).

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- $Al_2O_3$  195  
 $Al_xO_y$  195  
 $AlAs$  161, 207, 209, 210, 215–218, 314, 316, 318, 322, 330  
 $AlGaAs$  25, 47, 56, 98, 102, 159–162, 180, 207, 218, 221, 244, 250–253, 259, 280, 314, 322, 325, 330, 457, 458  
 $AlGaN$  102, 108, 130, 135, 137, 270, 271, 273, 274, 276, 281, 283–286, 411, 425, 435  
 $AlInGaN$  271, 279, 425  
 $AlInGaP$  39, 125, 126, 128, 129, 136, 144–146, 150, 155, 159–164, 174, 185, 186, 191–194, 202–204, 214, 216, 218, 221, 244, 253–256, 259, 261–265, 306, 307, 322–324, 398, 402, 426, 430, 431, 457, 458  
 $AlN$  134, 241, 271, 277, 285, 286  
  
 $CaF_2$  195, 241, 422  
  
 $GaAs$  23, 55, 56, 61, 66, 67, 72, 76, 98, 102, 104, 105, 110, 114, 116, 117, 119, 123, 125, 126, 129, 133–135, 145, 154–156, 159–164, 174, 180, 181, 187, 191–194, 203, 207, 209, 210, 214–218, 221, 227, 244–246, 250–255, 258, 259, 262–265, 280, 293, 311, 314, 316, 318–323, 325, 330, 431, 439, 448, 452, 454, 457, 476  
 $GaAsP$  34, 134, 135, 156, 158, 159, 180, 244–249, 258–260  
 $GaAsP:N$  244  
 $GaN$  11, 36–38, 76, 79, 87, 102, 107, 109, 119, 125, 126, 133, 134, 140, 141, 156, 167–171, 181, 188, 189, 194, 222, 226, 235, 241, 256, 262–265, 271, 273–277, 279–281, 283, 285, 398, 399, 419, 430  
 $GaP$  25, 29, 31, 32, 76, 77, 134, 159–163, 180, 181, 185, 186, 191–194, 202, 217, 244–246, 248, 280, 458  
 $GaP:N$  244, 246, 248  
 $GaSb$  134  
 $Ge$  76, 133, 134  
  
 $InAs$  134  
 $InGaAs$  67, 230, 316, 318–321, 325, 452  
 $InGaAsP$  455, 456  
 $InGaN$  37, 38, 87, 91, 107, 125, 126, 128, 129, 136, 156, 164, 167–171, 185, 186, 188, 189, 194, 204, 222, 223, 236, 237, 244, 250, 256, 257, 259, 261–265, 270, 271, 273–275, 279–283, 397, 399, 402, 419, 420, 424, 426, 430, 431  
 $InN$  134, 257, 271, 402  
 $InP$  66, 129, 133, 134, 147, 156, 181, 455, 456  
 $InSb$  134  
  
 $Si$  23, 36, 66, 76, 133, 134, 202, 209, 210, 214, 215, 217, 219, 236, 297, 304, 306, 474  
 $Si_3N_4$  195  
 $SiC$  18, 21, 186, 256  
  
 $SiO_2$  18, 195, 202, 209, 210, 214, 215, 217, 221–223, 226, 241, 297, 304–306, 438  
  
TAG 418  
 $TiO_2$  195, 241, 422  
  
YAG 417  
  
 $ZnO$  241  
 $ZnS$  22, 195  
 $ZrO_2$  316  
  
Адаптивный сдвиг цвета 387  
Аддитивное смешение излучения 376  
— — цветов, *см.* смешение цветов  
Адиабатический перенос 100  
Активный слой волновода 459  
Алюмоиттриевый гранат, *см.* YAG  
Алюмотербиевый гранат, *см.* TAG  
  
Безызлучательная рекомбинация, *см.* рекомбинация  
Беспороговый лазер, *см.* лазер с нулевым порогом  
Беспроводная система связи, *см.* система связи  
Беспроводные системы связи 452  
Бимолекулярная рекомбинация *см.* рекомбинация 495  
Ближнее расположение люминофора, *см.* расположение люминофора  
Буферный слой 28  
  
Вероятность поглощения фотона 74  
Верхние пределы 469  
Видимый диапазоном длин волн 344  
Внешний квантовый выход, *см.* квантовый выход  
Внешняя среда 199  
Внутренний квантовый выход, *см.* квантовый выход  
Волокно PMMA, *см.* волокно  
— многомодовое с градиентным профилем показателя преломления 436  
— одномодовое 436  
— с градиентным профилем, *см.* волокно  
— со ступенчатым профилем показателя преломления 436, *см.* волокно  
Волокно 436  
Волоконно-оптические системы связи 452  
Временная задержка 449  
— — обусловленная многолучевым распространением сигналов, *см.* искажение  
Время жизни, *см.* также надежность носителей  
— — неосновных носителей 54, *см.* время жизни  
— — носителей, *см.* время жизни  
— — спонтанного излучения, *см.* время жизни носителей  
Встроенное напряжение 83, *см.* контактная разность потенциалов  
Входная апертура 444  
Выход излучения, *см.* оптический вывод излучения  
Вынужденное излучение, *см.* рекомбинация  
Вынужденные переходы 80  
Высокотемпературный отжиг 36  
Выход внутренний или внешний, *см.* квантовый выход  
  
Гамма, *см.* цветовая гамма  
Гауссово распределение спектра излучения, *см.* излучение  
Геометрическое расстояние 360  
Гетероструктура 95  
Глаз 334  
— конический рецептор сетчатки 334  
— чувствительность функция 340  
Глаз-диаграмма 473

- Гомопереход 94, 142  
 Градиент, *см.* градиент состава  
 Градиентный показатель преломления материала корпуса, *см.* материал корпуса  
 Гранаты 417  
 Групповой показатель преломления, *см.* показатель преломления  
 — показателя преломления 442
- Двойная гетероструктура, *см.* гетероструктура  
 Дефект 59, 61, 62  
 Дефекты 63  
 Диаграмма направленности, *см.* распределение излучения  
 — — излучения 346  
 Диод типа металл-полупроводник, *см.* диод Шоттки  
 — Шоттки 19, 20, 33, 237  
 Дислокация несоответствия 153  
 Диффузия длина 94  
 Диффузная поверхность, *см.* поверхность  
 Диффузные отражатели 223  
 Диффузный отражатель, *см.* отражатель  
 Длиной волны доминантная 361  
 Добротность, *см.* добротность резонатора  
 Доминантная длина волны 364, *см.* длина волны  
 Доминантный цвет, *см.* цвет
- Закон Вина 369  
 — параболический 98  
 — Снеллиуса (Снелля) 205  
 — сохранения яркости 228  
 Запирающий слой 457  
 Запрещенная зона, *см.* энергия (ширина) запрещенной зоны  
 — — непрямая, *см.* прямой — не прямой переход  
 — — прямая, *см.* прямой — не прямой переход
- Затухание, *см.* потери в волокне  
 — Кольрауша 58  
 Зеркало, *см.* отражатель  
 Зеркальный отражатель, *см.* отражатель  
 Зеркальных отражателях 223  
 Зигзагообразная траектория 436  
 Золотое правило Ферми 71  
 Зрение, *см.* человеческое зрение
- Идеальный изотропный источник, *см.* изотропный источник  
 Избыток носителей, *см.* утечка носителей  
 Изгиб, *см.* изгиб запрещенной зоны  
 — запрещенной зоны 96, 271  
 Излучаемый поток, *см.* оптическая мощность  
 Излучательная рекомбинация, *см.* рекомбинация  
 Излучательной способности 346  
 Излучение длина волны, *см.* энергия излучения  
 — черного тела, *см.* планковский источник  
 — — — Планка, *см.* планковский источник  
 Изотропный источник 319  
 Изотропных излучателей 449  
 Изоэлектронная примесь, *см.* примесь  
 ИК светодиоды для систем связи, *см.* светодиоды  
 Индекс цветопередачи 379  
 Инжекционный лазер, *см.* лазер  
 Искажение 449  
 Испускание фононов 109  
 История светодиодов, *см.* светодиод  
 Источник белого света 361  
 — поверхностный 346  
 — постоянного напряжения 137  
 — типа металл-диэлектрик-полупроводник 35  
 — — метал-полупроводник, *см.* диод Шоттки

- точечный 346
- Кандела определение 336  
 Карбид кремния, *см.* SiC  
 Карборунд 18  
 Квадратичная зависимость 98  
 Квантовая точка 262  
 — яма 40, 56, 104–107, 143, 144, 273, 279, 282–284, 399–401  
 Квантовый выход 69, 112, 113  
 — — внешний 177  
 — — внутренний 177  
 — дефицит 413  
 Кварц, *см.* SiO<sub>2</sub>  
 Кварцевое волокно, *см.* волокно  
 Когерентное усиление, *см.* усиление  
 Когерентность 459  
 Колориметрия 353–364  
 Конечная растворимость азота 248  
 Конические рецепторы, *см.* глаз  
 Константа поглощения коэффициент, *см.* поглощение  
 Контакт в форме гребенки, *см.* контакт  
 — круглый 166  
 Контактная разность потенциалов 83  
 Корпус из эпоксидной смолы, *см.* материал корпуса  
 — мощного светодиода 233  
 Коррелированная цветовая температура 372  
 Коэффициент бимолекулярной рекомбинации 51  
 — диффузии 94  
 — идеальности вольтамперной характеристики 87  
 — неидеальности диода, *см.* коэффициент неидеальности  
 — Оже 63  
 — оптического вывода излучения 413  
 — Эйнштейна A 80  
 — — B 80  
 Красители 416
- Критическая концентрация, *см.* концентрация  
 — толщина 155, 286, *см.* толщина  
 Критический угол полного внутреннего отражения, *см.* полное внутреннее отражение  
 Круглый контакт, *см.* контакт  
 Купол из эпоксидной смолы, *см.* материал корпуса
- Лазер с нулевым порогом 294  
 Ламбертовское распределение излучения, *см.* распределение излучения  
 Линейный контакт, *см.* контакт  
 Линейными комбинациями координат цветности 377  
 Ловушка, *см.* дефект  
 Локализация носителей 279  
 Локализованный свет, *см.* свет  
 Люкс, определение 337  
 Люмен, определение 337  
 Люмен-эквивалентом 344  
 Люминофор 416–418  
 Люминофоры с квантовым расщеплением 414
- Максимальная концентрация носителей 468  
 Материал корпуса 238  
 — — РММА, *см.* материал корпуса  
 — — градиентный показатель преломления 241  
 — — силикон 240  
 Материалы краситель 415  
 — люминофор 415  
 — полупроводник 415  
 Матричный элемент перехода 71  
 МДП 35, *см.* металл-диэлектрик полупроводник  
 Межмодовая дисперсия 437, 440, *см.* дисперсия  
 Мезопическое зрение, *см.* человеческое зрение

- Металлический отражатель, *см.* отражатель
- Металлическое зеркало, *см.* отражатель
- Метод минимальной вспышки 341
- Методика Мэтью-Блэксли, *см.* критическая толщина
- Микрополость, *см.* резонатор
- Минеральные рассеивающие примеси 422
- Минимальное время жизни 468  
— геометрическое расстояние 357
- Многомодовое волокно, *см.* волокно
- Множественная квантовая яма, *см.* квантовая яма
- Моды, *см.* оптические моды
- Мономолекулярная рекомбинация, *см.* рекомбинация
- Монохроматическая природа светодиодов, *см.* светодиод
- Монтаж методом перевернутых кристаллов (флип-чип монтаж) 194
- Монтажная рамка 233
- Мощность излучения единицы поверхности 453  
— оптическая 438
- Напряжение включения 85, *см.* пороговое напряжение  
— возбуждения 108  
— на диоде, *см.* прямое напряжение  
— прямого смещения светодиода 108
- Насыщенность 364  
— цвета 362, *см.* чистота цвета
- Неадиабатическая инжекция 109
- Непрямая зона, *см.* прямой-непрямой переход
- Нервный узел, *см.* глаз
- Несимметричное гауссово распределение 402
- Неэкспоненциальное затухание, *см.* также затухание Кольрауша
- Низкий уровень возбуждения, *см.* возбуждение
- Обедненная область 83
- Область потерь 460
- Облучение электронным пучком 36
- Оборванные связи 64, 153
- Обратная связь, *см.* оптическая обратная связь
- Обратное время жизни фотона 74
- Обратный ток насыщения, *см.* ток насыщения
- Однородность цвета 422
- Оптическая мощность 336  
— плотность 205
- Оптический вывод излучения 413
- Освещенность 337
- Отдача, световая 345
- Отражатель 224  
— с круговой направленностью 199  
— чашка 233
- Отсутствие межмодовой дисперсии 437
- Паразитное сопротивление 88
- Параметр упорядоченности 58
- Перевернутая усеченная пирамида 185
- Передаточная функция по напряжению 465  
— — светодиода по мощности 466
- Перестройка поверхности 64
- Площадь проецируемой поверхности 338
- Поглощение 180
- Подвижность носителей 94
- Полная мощность излучения 452  
— — — светодиодов 453
- Полное внутреннее отражение 436
- Полоса затухания 206, 209  
— пропускания 465
- Полупроводник 416  
— непрямозонный 61  
— прямозонный 61
- Потенциал одинаковый 98
- Потери на преобразование длины волны 413

- Правилами отбора по волновому вектору  $k$  72
- Правило 0,01 408
- Преждевременное включение 88
- Преобразование длин волн 413
- Преобразователь длин волн 414
- Примесь оптически активная 29
- Простота сопряжения 437
- Пространственное расположение люминофора 422
- Прямое напряжение 91
- Прямой-непрямой переход 26, 28, 39, 61, 159, 251, 255
- Равновесная скорость рекомбинации 52, 76
- Радиометрические единицы 336
- Расположение люминофора 422
- Распределение излучения 119, 121, 346
- Распределением Гаусса 397
- Распределенное зеркало Брэгга 199
- Растекание тока длина 169
- Растянутый экспоненциальный спад 57
- Резкие  $p$ - $n$ -переходы 83
- Рекомбинация 63  
— безызлучательная 58  
— излучательная 58  
— поверхностная 152
- Рецепторами голубого неба 349
- Световая эффективность источника 345
- Световод кварцевый 436  
— полимерный 436
- Световой поток 336, 337, 344
- Световые волны распространяющиеся в свободном пространстве 436  
— — — по волноводам 436
- Светодиод одномодовый 294  
— с резонатором 25, 293  
— — фотонным кристаллом 330  
— суперлюминесцентный 460
- Свеча 336
- определение 337
- Сила света 336  
— — монохроматического источника с мощностью излучения 336
- Силы света 346
- Системы связи 436
- Скорость рекомбинаций избыточных носителей 52
- Сложность сопряжения 437
- Слой, ограничивающий электроны 107  
— растекания тока 158
- Смоли 238
- Снижения излучения в поперечном направлении 325
- Согласование источника излучения 446
- Соединение, *см.* соединение волокон — излучения 376
- Соотношение неопределенностей 29  
— — Гейзенберга, *см.* соотношение неопределенностей  
— Эйнштейна 94
- Сопротивление на контактах 109  
— — резких границах раздела в гетероструктурах 109  
— объемное 109
- Спад люминесценции, *см.* люминесценция
- Спектр, *см.* спектр излучения  
— излучения абсолютно черного тела 368
- Спектральная интенсивность излучения 346
- Спонтанная рекомбинация, *см.* рекомбинация
- Спонтанное излучение, *см.* рекомбинация
- Спонтанные переходы 80
- Стандартный источник излучения, *см.* стандартный источник излучения МКО  
— — — МКО 379, 391, 393, 394
- Стержневые рецепторы, *см.* глаз
- Стоксовое смещение 413

- Структура с запрещенной зоной для фотонов 330, *см.* фотонный кристалл
- Суперлюминесцентный светодиод, *см.* светодиод
- Текстурирование поверхности 187
- Текстурированная поверхность, *см.* текстурирование поверхности
- Температура 125, 370
- зависимость излучения, *см.* излучение
- — прямого напряжения, *см.* прямое напряжение
- — ширины запрещенной зоны, *см.* ширина запрещенной зоны
- носителей 128, *см.* температура
- перехода, *см.* температура
- Температурная зависимость ширины запрещенной зоны 132
- Тепловое свечение 18
- сопротивление, *см.* сопротивление
- Тестируемый источник 379
- — белого цвета, *см.* тестируемый источник
- — излучения, *см.* тестируемый источник
- Тестовый источник излучения Манселла, *см.* тестовый источник излучения
- Точечный дефект, *см.* дефект
- Точка равной энергии 357
- Трехцветное человеческое зрение 354
- Туннельный переход 164
- Тушение люминесценции, *см.* дефект
- Тушения люминесценции 59
- Угол вывода, *см.* угол вывода излучения
- — излучения 117
- Удаление части носителей за пределы активной области 468
- Ударная ионизация, *см.* лавинное умножение
- Ультрафиолет, *см.* УФ
- Универсальное цветовое пространство 383
- Универсальные координаты цветности 359
- Уравнение Ван Росбука—Шокли 75
- диода, *см.* уравнение Шокли
- Шокли 85
- Уравнения скорости мономолекулярной рекомбинации 53
- Усиление, *см.* оптическое усиление
- спонтанного излучения, *см.* усиление излучения
- Утечка, *см.* утечка носителей
- носителей 103
- УФ светодиод, *см.* светодиод
- Фазовый показатель преломления 442, *см.* показатель преломления
- Форма кристалла 182–187
- чипа, *см.* форма кристалла
- Формирование инжекционного тока 468
- тока 471
- Формула Варшни, *см.* температурная зависимость ширины запрещенной зоны
- Фотометрические единицы 336
- Фотопическое зрение, *см.* человеческое зрение
- Френелевское отражение, *см.* отражение
- Функции  $V(\lambda)$  МКО 340
- — — модифицированная 340
- Функция согласования цвета 353
- яркости 344
- Характеристическая температура, *см.* температура
- Хвост Урбаха 179
- Хроматическая дисперсия 442, *см.* дисперсия

- Цвет 370
- доминантный доминантная, *см.* длина волны
- — длина волны излучения светодиода, *см.* светодиод
- Цветность 364
- Цветовая адаптация 387
- гамма 378
- диаграмма 353
- разность 382, 383
- система Манселла 381
- температура 370, 372
- Цветовое насыщение, *см.* чистота цвета
- Цветовой контраст 360
- тон 364
- Цветовые координаты 355
- Циркадный ритм 348
- цикл 348, *см.* циркадный ритм
- Частные индексы цветопередачи 381
- Частный индекс цветопередачи 382
- Человеческий глаз, *см.* глаз
- Человеческое зрение мезопическое 335
- — скотопическое 334
- — фотопическое 334
- Числовая апертура 445, 446
- Чистота цвета 362
- Шероховатая поверхность, *см.* текстурирование поверхности
- Шероховатость поверхности, *см.* текстурирование поверхности
- Ширина запрещенной зоны 131
- — — температурная зависимость 133
- — — температурный коэффициент 131
- линии, *см.* ширина линии излучения
- — излучения 464
- Шунт, *см.* сопротивление
- Электролюминесценция 18
- Электронно-дырочная рекомбинация, *см.* рекомбинация
- Эллипсы МакАдама 357
- Энергия запрещенной зоны 271
- Урбаха, *см.* хвост Урбаха
- Эпитаксиальное доразращивание 173
- Эпитаксия газозная 22
- жидкофазная 22
- Эпоксидная смола 123, 241
- Эталон МКО, *см.* эталонная отражающая поверхность
- Эталонная отражающая поверхность 380
- Эталонный источник 379
- — света, *см.* эталонный источник
- объект, *см.* эталонная отражающая поверхность
- стандартный источник излучения, *см.* эталонный источник
- Эффективность 344, 345
- вывода излучения, *см.* эффективность
- мощности, *см.* эффективность
- соединения, *см.* соединение волокон
- Яркости 364
- Яркость 346
- поверхности источника 337



Научное издание

*ШУБЕРТ Ф.*

**СВЕТОДИОДЫ**

Редактор *К.С. Чернявский*  
Оригинал-макет: *Д.П. Вакуленко*  
Оформление переплета: *Н.В. Гришина*

Подписано в печать 19.06.08. Формат 60×90/16. Бумага офсетная.  
Печать офсетная. Усл. печ. л. 31,0. Уч.-изд. л. 34,1. Тираж 1100 экз.  
Заказ № 3324.

Издательская фирма «Физико-математическая литература»  
МАИК «Наука/Интерпериодика»  
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90  
E-mail: [fizmat@maik.ru](mailto:fizmat@maik.ru), [fmlsale@maik.ru](mailto:fmlsale@maik.ru);  
<http://www.fml.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов в ПФ «Полиграфист»  
160001, г. Вологда, ул. Челюскинцев, 3  
Тел.: (8172) 72-55-31, 72-61-75, факс: (8172) 72-60-72  
E-mail: [form.pfp@votel.ru](mailto:form.pfp@votel.ru) <http://www.vologda/~pfpv>

ISBN 978-5-9221-0851-5



9 785922 108515