

С.В. СМИРНОВ

ОСНОВЫ ФОТОНИКИ

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Учебное пособие

Томск 2009

Федеральное агентство по образованию
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра физической электроники (ФЭ)

С.В. Смирнов

ОСНОВЫ ФОТОНИКИ
ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Учебное пособие

2009

Рецензент: д-р ф.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой
«Электронные приборы» ТУСУР, С.М. Шандаров

Смирнов С.В.

Основы фотоники. Источники и приемники оптического излучения: Учебное пособие. – Томск. – 2009. – 179 с.

© Смирнов С.В., 2009
© кафедра «Электронные приборы», 2009

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
1 ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ	7
1.1 Закон Планка	7
1.2 Закон смещения Вина	8
1.3 Закон Стефана–Больцмана	9
1.4 Радиационные функции	10
1.5 Радиационные свойства	11
1.6 Интегральные радиационные свойства	11
1.7 Закон Кирхгофа	13
1.8 Монохроматические радиационные свойства	14
1.9 Направленные радиационные свойства	15
1.10 Солнечное излучение	18
2 ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ. ИСТОЧНИКИ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	22
2.1 Тепловые источники излучения	22
2.1.1 Черное тело, коэффициент теплового излучения полости	22
2.1.2 Штифт Нернста, силитовый излучатель, темные излучатели, трубчатые кварцевые излучатели	25
2.2 Лампы накаливания	27
2.3 Газоразрядные источники излучения	33
2.3.1 Виды разряда, используемые в газоразрядных источниках излучения	36
2.3.2 Дуговой разряд	40
2.4 Люминесцентные лампы	42
2.5 Различные газоразрядные источники	47
2.6 Газоразрядные импульсные лампы для накачки твердотельных лазеров	54
2.7 Источники излучения в вакуумной УФ области спектра	58
3 СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ	60
3.1 Спектральные характеристики люминесцентных светодиодов	63
3.2 Эффективность люминесценции	64
4 ИСТОЧНИКИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	68
4.1 Молекулярные лазеры	70
4.1.1 Лазеры на CO ₂	70
4.2 Непрерывные CO ₂ лазеры	72

4.3 Лазеры на молекулярном азоте	78
4.4 Аргоновый лазер.....	79
4.5 Гелий-неоновый лазер.....	81
4.6. Лазеры на парах металлов	83
4.7. Твердотельные лазеры.....	84
4.7. Волоконный лазер.....	93
4.8. Химические лазеры.....	94
4.9. Лазер на красителях.....	96
4.10 Лазер на свободных электронах	99
4.12. Лазеры с р-п-переходами и гетеропереходами.....	100
4.12.1. Лазеры с перестройкой частоты	104
5 ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	111
5.1 Классификация приемников излучения	111
5.2 Основные параметры детекторов света.....	113
5.3 Детекторы на основе фотопроводимости.....	118
5.3.1. Фоторезисторы	123
5.3.2 Характеристики и параметры фоторезисторов	125
5.4 Фотодиоды.....	127
5.4.1 PIN-фотодиоды	129
5.5 Фототранзисторы.....	135
5.6 Приемники излучения на основе внешнего фотоэффекта	139
5.6.1 Электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители.....	140
5.6.2 Электронно-оптические преобразователи.....	148
5.7 Сцинтилляционные детекторы	150
5.8 Полупроводниковые счетчики	152
6 СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ	155
6.1 Способы концентрирования солнечного света	158
7 ПРИБОРЫ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ	162
7.1 Хранение заряда.....	162
7.2 Перенос заряда и частотные свойства.....	168

ВВЕДЕНИЕ

Фотоника – как научное направление, находится на стыке нескольких областей физики – оптики, акустики, физики твердого тела и электроники. Поэтому устройства фотоники, выполняют одновременно несколько функций таких как: генерация излучения; энергетическое, пространственное и временное управление когерентными и некогерентными потоками излучения; прием и детектирование оптических сигналов; преобразование их в другие виды энергии, в том числе и в электрические сигналы. В большинстве случаев фотонные устройства являются функциональными, но все они содержат два обязательных элемента это источник и приемник излучения.

Источники излучения можно подразделить на естественные и искусственные, хотя в реальности все объекты, окружающие нас, являются источниками излучения. Чаще всего – это источники теплового излучения, имеющие температуру отличную от температуры фона, например солнце или человек. Однако эти объекты могут не только излучать, но и отражать падающее на них излучение, как например луна, самолеты, спутники, здания. Любое излучение собственное и отраженное несет не только ценную информацию об этом объекте, но и может быть использовано для получения и передачи информации другого рода, не имеющей прямого отношения к этим объектам.

Содержание учебного пособия находится в соответствии с ГОС ВО для направления подготовки бакалавров по специальности 554600 «Фотоника и оптоинформатика», и может быть использовано при освоении курса и выполнении курсового проектирования по курсу «Основы фотоники».

1 ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Не все поверхности, нагретые до одной и той же температуры, излучают или поглощают одно и тоже количество лучистой энергии. Поверхность тела, которая излучает и поглощает максимальное количество энергии при данной температуре, называется *черной поверхностью* или *просто черным телом*. *Черное тело* – это эталон, к которому можно приблизиться на практике покрытием поверхности тела или видоизменением формы его поверхности. *Черное тело* – это эталон, с которым можно сравнить все другие излучатели.

1.1 Закон Планка

При нагревании черного тела до температуры T поверхностью тела испускаются фотоны. Фотоны имеют определенное распределение энергии, зависящее от температуры. Макс Планк в 1900 году показал, что энергия излучения длиной волны λ , испускаемой черным телом с температурой T , равна

$$E_{b\lambda}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\text{Exp} \left[\frac{C_2}{\lambda T} \right] - 1 \right)}, \quad (1.1)$$

где $E_{b\lambda}(T)$ – плотность потока монохроматического, или спектрального излучения черного тела при температуре T , $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}$; $C_1 = 3,7418 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$ – первая постоянная излучения; $C_2 = 1,4388 \cdot 10^2 \text{ м} \cdot \text{К}$ – вторая постоянная излучения. Изменение монохроматической плотности потока излучения черного тела в зависимости от температуры и длины волны, выраженное формулой (1.1), известно как *закон Планка*.

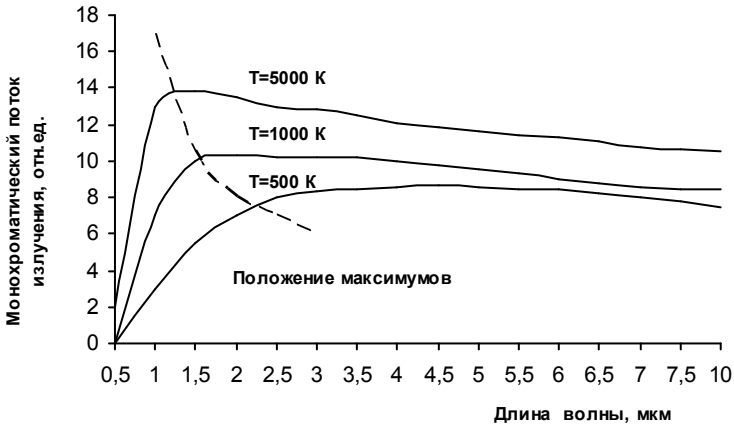


Рисунок 1.1. Монохроматическая плотность излучения абсолютно-черного тела

График монохроматической плотности потока излучения черного тела представлен на рис. 1.1. Видно, что энергия излучения, испускаемого черной поверхностью, возрастает с температурой. Кроме того, плотность потока достигает максимального значения при длине волны, которая уменьшается с ростом температуры поверхности.

1.2 Закон смещения Вина

Длина волны, при которой плотность потока излучения черного тела достигает максимального значения для данной температуры, может быть определена из закона Планка посредством выполнения условий максимума:

$$\frac{E_{b\lambda}(T)}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left[\frac{C_1}{\lambda^5 \left(\text{Exp} \left[\frac{C_2}{\lambda T} \right] - 1 \right)} \right]_{T=\text{const}} = 0. \quad (1.2)$$

Результат этой операции дает $\lambda_{\text{max}} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$, где λ_{max} – длина волны, при которой достигается максимум монохроматической плотности потока излучения черного тела с температурой T . Формула (1.2) называется *законом смещения Вина*. Положение точек, описываемых законом Вина, показано на рис. 1.1 пунктирной линией.

Максимальное значение плотности потока монохроматического излучения черного тела можно получить подстановкой формулы (1.2) в формулу (1.1), что в результате дает

$$(E_{b\lambda})_{\text{макс}} = 1,287 \cdot 10^{-5} T^5 \text{ Вт/м}^3. \quad (1.3)$$

Мы знакомы с проявлением закона смещения Вина. Допустим, что электрический ток протекает через тонкую нить, нагревая ее. При сравнительно низкой температуре нити (не выше 900 К) длина волны, на которой энергия излучения достигает максимума, составляет примерно $3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, что соответствует инфракрасной области. Мы можем ощутить энергию излучения, испускаемого нитью, почувствовав повышение температуры кожей рук, когда мы держим их около нити. Однако наши глаза не способны обнаружить видимое излучение, испускаемое нитью, потому что на видимую часть спектра приходится незначительная доля энергии.

По мере возрастания температуры нити количество энергии излучения возрастает и все большая ее доля относится к более коротким длинам волн. При превышении 1000 К некоторая доля энергии приходится на длинноволновый, или красный, конец видимого спектра. Наши глаза способны обнаружить это излучение, и нить кажется тусклого красного цвета. При дальнейшем возрастании температуры все больше энергии относится к видимой области, и выше 1000 К излучением охвачена вся видимая область, так что нить кажется раскаленной добела при этой температуре.

Солнце является примером источника энергии с высокой температурой. Внешняя поверхность Солнца имеет температуру 5800 K . Согласно закону Вина, λ_{\max} при этой температуре равняется $5,2 \cdot 10^{-7}\text{ м}$, что соответствует приблизительно середине видимой области. Глаз человека идеально приспособлен к восприятию максимума энергии монохроматического излучения Солнца.

Наши глаза являются надежным преемником энергии излучения, которое приходится на видимую область длин волн. Предмет, который окажется белым, если его поместить на солнечный свет, отражает почти все излучение и практически ничего не поглощает в видимой области. С другой стороны, черное тело поглощает все видимое излучение, ничего не отражая, поэтому кажется черным для наших глаз.

Поскольку глаз человека не реагирует на энергию излучения, не входящую в видимую область спектра, он может только предсказывать поведение поверхности в пределах этого очень узкого диапазона длин волн. Некоторые поверхности ведут себя как хорошие поглотители в видимой области и кажутся темными для наших глаз. В инфракрасной области их поведение изменяется, и они могут стать слабыми поглотителями.

1.3 Закон Стефана–Больцмана

Общее количество энергии излучения, покидающего поверхность с абсолютной температурой T , на единицу площади для всех длин волн называется *плотностью потока интегрального излучения*. Если поверхность – черное тело, плотность потока интегрального излучения описывается интегралом от распределения Планка по всем длинам волн:

$$E_b(T) = \int_0^{\infty} E_{b\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\text{Exp} \left[\frac{C_2}{\lambda T} \right] - 1 \right)} d\lambda, \quad (1.4)$$

После интегрирования получается выражение

$$E_{b\lambda} = \sigma T^4, \quad (1.5)$$

которое известно как *закон Стефана–Больцмана*. Символ σ обозначает *постоянную Стефана–Больцмана*, величина которой равна

$$\sigma = \left(\frac{\pi}{C_2} \right)^4 \cdot \frac{C_1}{15} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}^4). \quad (1.6)$$

Постоянные C_1 и C_2 те же, что и в формуле Планка; E_b имеет размерность плотности теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Из закона Стефана–Больцмана следует, что влияние излучения в большинстве случаев незначительно при низких температурах вследствие малого значения σ . При комнатной температуре, интегральная плотность потока излучения черной поверхности достигает только $\sim 460 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Поэтому при

низких температурах теплообменом излучения часто можно пренебречь. Однако его следует учитывать при высоких температурах, поскольку плотность потока излучения возрастает как четвертая степень абсолютной температуры.

1.4 Радиационные функции

Если проинтегрировать плотность потока монохроматического излучения, выраженную законом Планка, по всем длинам волн от $\lambda = 0$ до $\lambda = \lambda_1$, то в результате получим полное количество энергии излучения в интервале длин волн от 0 до λ_1 , испущенного черной поверхностью с температурой T . Проведя интегрирование, можно показать, что результат является функцией только произведения $\lambda_1 T$. Интеграл обозначается $E_b(0 \rightarrow \lambda_1 T)$:

$$E_b(0 \rightarrow \lambda_1 T) = \int_0^{\lambda_1} E_{b\lambda}(T) d\lambda . \quad (1.7)$$

Общее количество энергии излучения, испущенного в интервале длин волн $\lambda_1 \div \lambda_2$ для черной поверхности с температурой T , определяется разностью двух интегралов:

$$E_b(0 \rightarrow \lambda_2 T) - E_b(0 \rightarrow \lambda_1 T) = \int_0^{\lambda_2} E_{b\lambda}(T) d\lambda - \int_0^{\lambda_1} E_{b\lambda}(T) d\lambda . \quad (1.8)$$

Физический смысл разности интегралов в уравнении (1.8) показан на рис. 1.2 как площадь под кривой $E_{b\lambda}(T)$ между λ_1 и λ_2 .

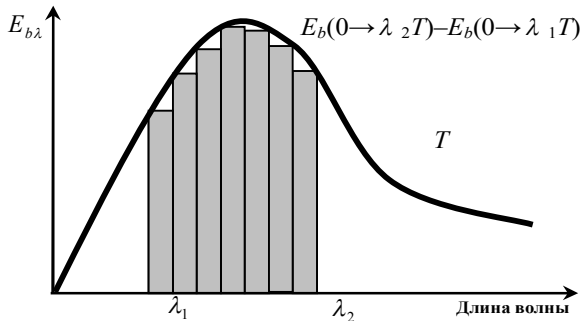


Рисунок 1.2. Смысл радиационных функций

Чтобы найти долю полной энергии излучения черного тела, испущенного во всем спектре, приходящейся на интервал длин волн $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ необходимо уравнение (1.7) разделить на $\int_0^{\infty} E_{b\lambda}(T) d\lambda = \sigma T^4$, в результате чего полу-

чим

$$\frac{E_b(0 \rightarrow \lambda_2 T) - E_b(0 \rightarrow \lambda_1 T)}{\sigma T^4} = \text{Доля полной энергии излучения} \quad (\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3) \quad (1.9)$$

1.5 Радиационные свойства

Радиационные свойства количественно описывают взаимодействие энергии излучения с поверхностью материала, в частности как поверхность излучает, отражает, поглощает и пропускает энергию излучения.

В общем случае радиационные свойства зависят от длины волны. Например, поверхность может хорошо отражать в видимой области спектра и быть плохим отражателем в инфракрасной области. Свойства, которые описывают поведение поверхности в зависимости от длины волны, называют монохроматическими, или спектральными свойствами. Радиационные свойства зависят также от направления, по которому излучение падает на поверхность. Свойства, которые описывают изменения распределения энергии в зависимости от направления, по которому излучение падает на поверхность. Свойства, которые описывают изменения распределения энергии в зависимости от угла, называют направленными свойствами.

При составлении баланса энергии на поверхности, например, с целью определения ее температуры, необходимо знать радиационные свойства этой поверхности и всех других поверхностей, которые обмениваются энергией с данной поверхностью. Даже когда известны спектральные и направленные свойства всех этих поверхностей, анализ процесса весьма сложен. Сложность задачи, а чаще полное отсутствие детальных свойств заставляют искать упрощенный подход. Такой подход допускает использование одной величины радиационного свойства, усредненной по всем длинам волн и всем направлениям. Свойства, которые усреднены по всем длинам волн и углам, называют *интегральными свойствами*.

Рассмотрим радиационные свойства в порядке возрастания их сложности: сначала интегральные, затем спектральные и, наконец, направленные свойства.

1.6 Интегральные радиационные свойства

Рассмотрим пучок излучения, падающий на поверхность (рис. 1.3). Полную энергию падающего излучения будем называть *интегральной облученностью* и обозначим ее символом G . Когда падающее излучение достигает поверхности, часть его поглощается в материале, часть отражается от поверхности, а остальная пропускается сквозь тело. Три радиационных свойства – поглощательная, отражательная и пропускательная способности – описывают распределение энергии падающего излучения по этим трем категориям. *Поглощательная способность* α поверхности определяется как часть потока падающего излучения, поглощенная телом, *отражательная способность*

ρ поверхности – как часть потока падающего излучения, отраженная от поверхности, *пропускательная способность* τ – как часть падающего излучения, пропущенная телом. Из рассмотрения энергетического баланса тела (рис. 1.3) известно, что падающее излучение должно либо поглотиться, либо отразиться, либо пройти сквозь тело.

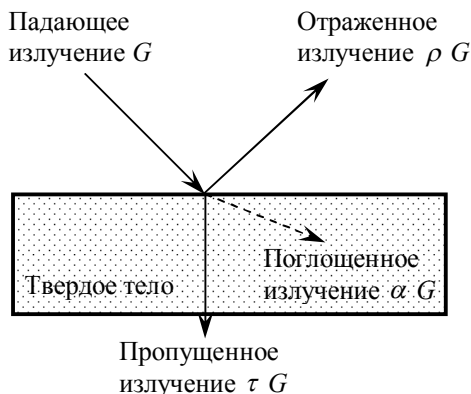


Рисунок 1.3. Определение интегральных радиационных свойств

Математически баланс энергии можно выразить следующим образом:

$$\alpha G + \rho G + \tau G = G$$

$$\text{или } \alpha + \rho + \tau = 1. \quad (1.10)$$

Часто поверхность бывает непрозрачна. Это означает, что она не пропускает падающее излучение. Для непрозрачной поверхности $\tau = 0$ и уравнение (1.10) сведется к следующему:

$$\alpha + \rho = 1. \quad (1.11)$$

Если поверхность – идеальный отражатель, то все падающее излучение отразится, или

$$\rho = 1 \quad (1.12)$$

и баланс энергии для идеально отражающей поверхности будет выражен в виде

$$\alpha = \tau = 0. \quad (1.13)$$

Черное тело поглощает максимальное количество падающего излучения, или

$$\alpha = 1, \quad (1.14)$$

и, следовательно, для черного тела

$$\rho = \tau = 0. \quad (1.15)$$

Другим очень важным интегральным радиационным свойством является *излучательная способность* тела (*степень черноты*), которая определяется как отношение потока собственного излучения, испущенного телом, к потоку излучения, испущенного черным телом при той же температуре. Математическое определение интегральной излучательной способности ε будет следующим:

$$\varepsilon = \frac{E(T)}{E_b(T)} = \frac{E(T)}{\sigma T^4}. \quad (1.16)$$

Поскольку черное тело испускает максимальное количество излучения при данной температуре, излучательная способность поверхности всегда за-

ключена между нулем и единицей. Когда поверхность является черным телом, $E(T) = E_b$ и $\varepsilon = \alpha = 1,0$.

1.7 Закон Кирхгофа

Между поглощательной и излучательной способностью материала существует важная зависимость. Эту зависимость можно без труда вывести, поместив испытуемое тело с поглощательной способностью α и излучательной способностью ε в изотермическую полость. Предположим, что тело и полость находятся в тепловом равновесии, т.е. температуры испытуемого тела и полости одинаковы. При равновесии энергия поглощенного излучения должна быть равна энергии испущенного излучения, или если G – падающее на испытуемое тело излучение, то

$$\alpha_1 G = E_1. \quad (1.17)$$

Представим теперь, что испытуемое тело удалено и заменено вторым испытуемым телом такого же размера при сохранении неизменными условий в полости. Когда снова будут достигнуты условия равновесия, второе тело примет ту же температуру, что и первое испытуемое тело. Предположим, что второе испытуемое тело – черное тело. Условия равновесия требуют, чтобы выполнялось равенство

$$\alpha_2 G = E_2 = E_b. \quad (1.18)$$

Взяв отношение уравнений (1.17) и (1.18), получаем

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{E_1}{E_b}. \quad (1.19)$$

Поскольку второй материал является черным, $\alpha = 1$. Тогда

$$\alpha_1 = \frac{E_1}{E_b}. \quad (1.20)$$

Уравнение (1.20) идентично определению излучательной способности первой поверхности. Таким образом,

$$\alpha_1 = \varepsilon_1. \quad (1.21)$$

Этот результат выражает *закон Кирхгофа*, согласно которому при *тепловом равновесии* поглощательная способность тела равна его излучательной способности. Этот результат не справедлив, если тело не находится в равновесии с его окружением.

Из закона Кирхгофа следует, что хорошие поглотители, т.е. тела, имеющие высокие значения поглощательной способности, будут также хорошими излучателями теплового излучения. Этот результат подсказывает простой способ имитации черного излучателя с помощью изотермической полости, имеющей маленькое отверстие в поверхности (рис. 1.4).

Излучение, которое проходит через отверстие, будет многократно отражаться от внутренней поверхности полости, и независимо от состояния поверхности полости падающее излучение в основном поглотится. Следовательно,

практически все падающее на отверстие излучение будет поглощено, и отверстие в изотермической полости будет вести себя подобно черному телу.

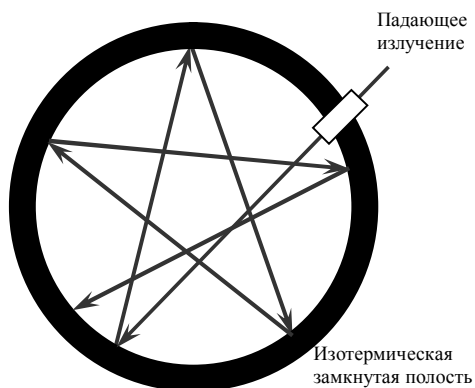


Рисунок 1.4. Изотермическая замкнутая полость, моделирующая поведение черного тела

Исходящее через малое отверстие в полости, будет также иметь плотность потока σT^4 .

Способность изотермической полости поглощать практически все излучение, падающее на маленькое отверстие в его поверхности, называется *эффектом полости*. Изотермические оболочки или полости могут быть использованы в лабораторной работе для создания источника черного излучения. Полость должна быть нагрета до постоянной температуры T . Тогда внутреннее пространство полости заполнится равномерным черным излучением с плотностью потока, равной σT^4 . Излучение,

1.8 Монохроматические радиационные свойства

До сих пор были рассмотрены интегральные свойства, являющиеся величинами, осредненными по всему электромагнитному спектру. Определим монохроматические свойства, относящиеся к отдельным длинам волн. Монохроматическая поглощательная способность α_λ представляет собой поглощенное излучение с длиной волны λ , деленное на падающее на поверхность излучение с длиной волны λ . Соотношение между монохроматической поглощательной способностью тела и его интегральной поглощательной способностью α определяется в виде

$$\alpha = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda G_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda d\lambda}, \quad (1.22)$$

где индекс λ обозначает монохроматическую величину. Подобные соотношения можно записать для зависимостей между монохроматическими и интегральными отражательной и пропускательной способностями.

При составлении баланса энергии на поверхности для монохроматического излучения уравнение (1.10) будет иметь вид

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1. \quad (1.23)$$

Монохроматическая, или спектральная, излучательная способность определяется в виде

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda(T)}{E_{b\lambda}(T)}, \quad (1.24)$$

а соотношение между монохроматической и интегральной излучательной способностью определяется в виде

$$\varepsilon = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda E_{b\lambda}(T) d\lambda}{\int_0^\infty E_{b\lambda}(T) d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty \varepsilon_\lambda E_{b\lambda}(T) d\lambda. \quad (1.25)$$

Если сравнить уравнения (1.22) и (1.25), то можно заметить существенное различие между интегральной поглощательной и интегральной излучательной способностями. Как поглощательная, так и излучательная способности являются свойствами поверхности и зависят от типа материала, состояния поверхности и ее температуры. Кроме того, поглощательная способность – функция свойств всех окружающих поверхностей, дающих вклад в падающее излучение G_λ , как это видно из уравнения (1.22). Излучательная способность поверхности, согласно определению (уравнение (1.25)), не зависит от свойств других поверхностей. Она является функцией только свойств собственного материала поверхности, состояния поверхности и температуры.

1.9 Направленные радиационные свойства

Ранее мы предполагали, что радиационные свойства являются функциями только длины волны и условий, характеризующих поверхность приемника и излучателя. Дальнейшее усложнение связано с учетом зависимости свойств от направления, в котором излучение падает на поверхность или покидает её. Свойства, которые описывают угловые изменения, называются направленными свойствами. Направленная излучательная способность для электропроводных материалов характерна тем, что для больших углов она выше, чем для малых. Следовательно, проводник будет испускать больше излучения по касательной, чем по нормали к поверхности. Иначе ведут себя диэлектрики. Они испускают больше излучения в направлениях, близких к нормали, тогда как при увеличении угла до 90° их излучательная способность падает до нуля.

Перед тем как установить соотношение между направленными и интегральными свойствами, следует рассмотреть две величины. Первая величина – телесный угол, который является мерой угла в стереометрии. Рассмотрим элементарную площадку dA (рис. 1.5), которая стягивает элементарный телесный угол $d\omega$ в точке O . Телесный угол – это безразмерная величина, определяемая как нормальная проекция dA , деленная на квадрат расстояния меж-

ду точкой 0 и проектируемой площадкой. Телесный угол $d\omega$ по определению равен

$$d\omega = \frac{dA_N}{r^2} = \frac{dA \cos \theta}{r^2}. \quad (1.26)$$

Телесный угол измеряется в стерadians, сокращенно ср.

Можно заметить подобие между плоским и телесным углами. Плоский угол стягивается нормальной проекцией линии, деленной на расстояние до этой линии. Плоский угол безразмерен и измеряется в радианах. Угол в 2π раз стягивается замкнутой линией, например окружностью. Число стерadians в угле, ограниченном замкнутой поверхностью, например сферой, может быть определено интегрированием уравнения (1.26) по сфе-

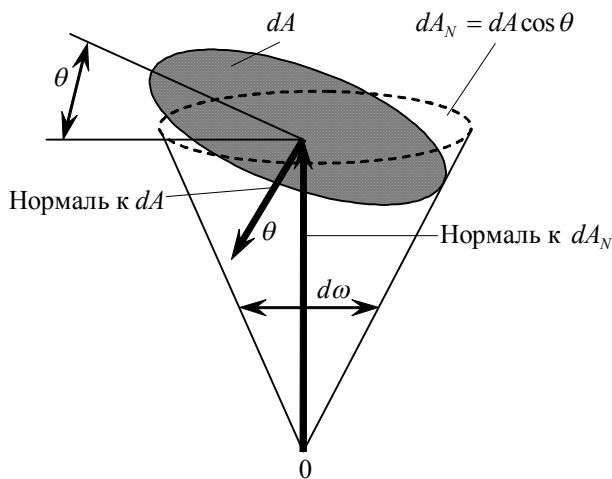


Рисунок 1.5. Телесный угол

ре.

Вторая величина, которая должна быть введена при обсуждении направленных свойств, — это интенсивность излучения

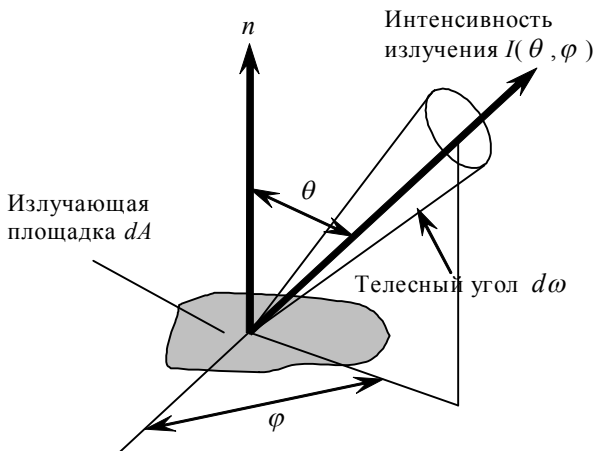


Рисунок 1.6. Интенсивность излучения

— это интенсивность излучения (рис. 1.6), которая определяется как энергия излучения, испускаемого в единицу времени, в единицу телесного угла, на единицу площади поверхности, перпендикулярной направлению переноса излучения. Интенсивность излучения обозначается символом I . Согласно рис. 1.6, интенсивность излучения

определяется следующим образом:

$$I(\theta, \varphi) = \frac{dq^1}{\cos \theta d\omega}, \quad (1.27)$$

где через q^1 обозначена энергия в единицу времени на единицу площади ($Bm/m^2 \cdot cp$).

Часто приходится по заданному распределению в пространстве силы излучения определять поток излучения источника. Эта задача легко решается для симметричного источника по известной продольной кривой силы излучения его. Имея аналитическое выражение функции $I(\theta, \varphi)$, легко подсчитать поток излучения такого источника:

$$\Phi_e = 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} I(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta, \quad (1.28)$$

где Φ_e – поток излучения источника; θ_1, θ_2 – углы, определяющие ту часть пространства, в пределах которой источник излучает поток.

Сила света – пространственная плотность светового потока точечного источника в пределах элементарного телесного угла. Сила света численно равна отношению светового потока к телесному углу, в пределах которого этот световой поток распространяется и равномерно распределяется:

$$I(\theta) = \frac{d\Phi}{d\omega}, \quad (1.29)$$

где $I(\theta)$ – сила света под углом θ ; $d\Phi$ – световой поток, распространяющийся в пределах телесного угла $d\omega$.

Кандела – сила света, излучаемая в перпендикулярном направлении с $1/(600000)$ квадратного метра поверхности плоского излучателя при температуре затвердевания платины ($2070 K$) и давлении $101325 Pa$.

Энергетическая светимость – плотность потока излучения по поверхности элементарного участка излучающего (отражающего или пропускающего) тела. Энергетическая светимость численно равна отношению потока излучения к площади участка поверхности, излучающей этот поток:

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA}, \quad (1.30)$$

где M_e – энергетическая светимость элемента поверхности dA ; Φ_e – поток излучения с поверхности dA .

Единица энергетической светимости – ватт с квадратного метра, ($Bm \cdot m^2$), названия не имеет.

Светимость – плотность светового потока по поверхности элементарного участка излучающего (отражающего или пропускающего) свет тела.

Светимость численно равна отношению светового потока к площади участка поверхности, излучающего этот поток:

$$M = \frac{d\Phi}{dA}, \quad (1.31)$$

где M – светимость элемента поверхности dA ; $d\Phi$ – световой поток, излучаемый поверхностью. Единица светимости $лм \cdot м^{-2}$.

Источник излучений принято характеризовать энергетической яркостью.

Под *энергетической яркостью* участка поверхности понимают отношение силы излучений этого участка в данном направлении к площади его проекции на плоскость, перпендикулярную данному направлению. Если источник излучения точечный, то его средняя энергетическая яркость в данном направлении равна отношению его силы света в этом направлении к проекции его излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению:

$$L_{e\alpha} = \frac{dI_{e\alpha}}{dA \cos \alpha}, \quad (1.32)$$

где $L_{e\alpha}$ – энергетическая яркость участка поверхности в направлении α ; $dI_{e\alpha}$ – сила излучения элемента поверхности dA в направлении α ; $dA \cos \alpha$ – проекция участка поверхности dA на плоскость, перпендикулярную направлению α .

1.10 Солнечное излучение

Солнце – звезда нашей галактики, которая выделяет энергию в результате термоядерных реакций. Подсчитано, что поток энергии излучения Солнца составляет $3,8 \cdot 10^{26} \text{ Вт}$, из которых около $1,7 \cdot 10^{17} \text{ Вт}$ достигают земли. Средняя плотность потока энергии солнечного излучения, падающего на внешнюю границу земной атмосферы, при среднем расстоянии между землей и солнцем $1,495 \cdot 10^{11} \text{ м}$ (1 *а.е.*) называется солнечной постоянной. Солнечная постоянная приблизительно равна 1353 Вт/м^2 . Благодаря движению земли вокруг Солнца по эллиптической орбите солнечное излучение, падающее на атмосферу земли, изменяется по временам года.

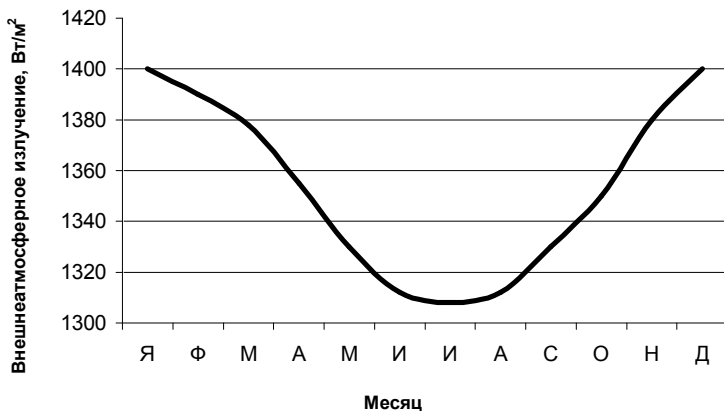


Рисунок 1.7. Изменение плотности потока излучения солнца в зависимости от времени года

Солнце излучает приблизительно как черное тело при температуре 5762 К. Приблизительно 99% прямого солнечного излучения приходится на интервал длин волн 0,1–4 мкм. Однако при прохождении солнечного излучения через атмосферу часть энергии рассеивается и поглощается атмосферой. Солнечное излучение, достигающее земной поверхности, таким образом, состоит из прямого пучка лучей и диффузного (рассеянного) излучения. Сумма прямого и диффузного излучения называется *полным* (или *глобальным*) солнечным излучением, а поток солнечного излучения, получаемый горизонтальной поверхностью, называют *инсоляцией*.

При прохождении солнечного излучения сквозь земную атмосферу его интенсивность снижается за счет:

- 1) поглощения и рассеяния молекулами сухого воздуха, называемого *релеевским рассеянием*;
- 2) поглощения и рассеяния пылью;
- 3) селективного поглощения водяным паром, окисью углерода и углекислым газом;
- 4) отражением и поглощением излучения слоями облаков.

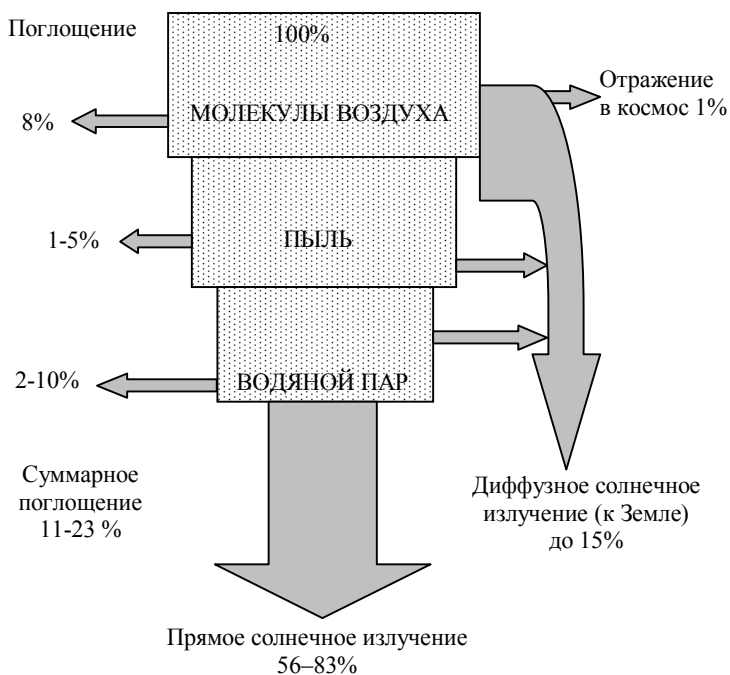


Рисунок 1.8. Поглощение и рассеяние солнечного излучения при ясном небе

На рис. 1.8. иллюстрируются эти процессы в условиях ясного неба. На рис. 1.9 показаны спектр излучения солнца и спектральное распределение инсоляции в верхней атмосфере и на поверхности земли для массы атмосферы, равной 1.

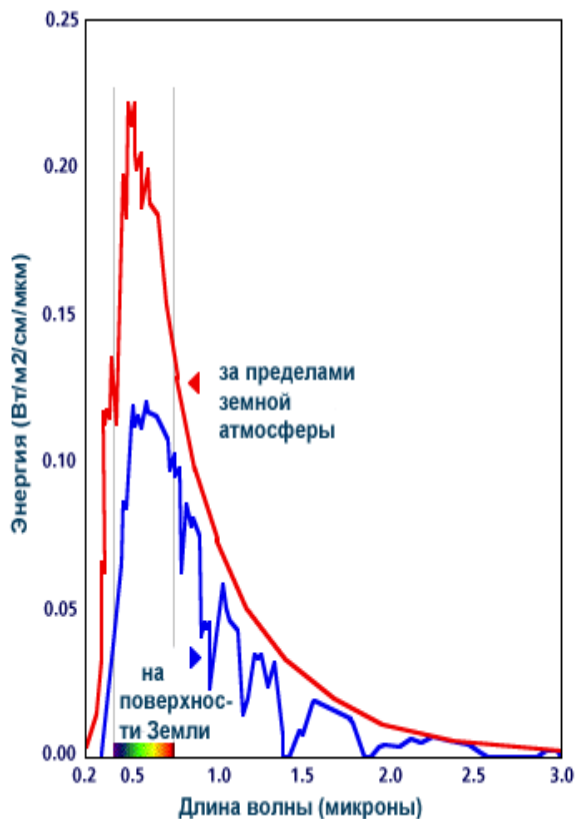


Рисунок 1.9. Спектр излучения солнца и спектральное распределение инсоляции в верхней атмосфере и на поверхности земли для массы атмосферы, равной 1

Массой атмосферы называется длина пути излучения в атмосфере, она равна единице на уровне моря, когда Солнце расположено прямо в зените. Точное значение количества излучения, получаемого на Земле, зависит от высоты над уровнем моря и положения Солнца на небе относительно точки наблюдения, определяющего длину пути сквозь атмосферу, которое преодолевает излучение, достигающее поверхности земли. На средних широтах плотность потока составляет в среднем 70% солнечной постоянной ($\sim 1 \text{ кВт/м}^2$).

Внеатмосферное солнечное излучение

$\lambda, \text{мкм}$	$E_\lambda, \text{Вт/м}^2 \cdot \text{мкм}$	$\lambda, \text{мкм}$	$E_\lambda, \text{Вт/м}^2 \cdot \text{мкм}$
0,22	57,5	0,51	1822
0,23	66,7	0,52	1833
0,24	68	0,53	1842
0,25	70,9	0,54	1783
0,26	130	0,55	1725
0,27	232	0,56	1695
0,28	222	0,57	1712
0,29	482	0,58	1715
0,3	514	0,59	1700
0,31	689	0,6	1666
0,32	830	0,62	1602
0,33	1059	0,64	1544
0,34	1074	0,66	1486
0,35	1093	0,68	1427
0,36	1068	0,7	1369
0,37	1181	0,72	1314
0,38	1120	0,75	1235
0,39	1098	0,8	1109
0,4	1429	0,9	891
0,41	1751	1	748
0,42	1747	1,2	485
0,43	1639	1,4	337
0,44	1810	1,6	245
0,45	2006	1,8	154
0,46	2066	2	103
0,47	2033	2,2	79
0,48	2074	2,4	62
0,49	1950	2,6	48
0,5	1942	2,8	39

(E_λ – среднее значение плотности спектрального потока солнечного излучения в узком интервале длин волн с центром, соответствующим λ)

2 ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКИ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Искусственные источники оптического некогерентного излучения можно разделить на группы: *тепловые*; *люминесцентные*; *газоразрядные*; *светодиоды*; некогерентным излучением обладают также *естественные объекты*.

При тепловом излучении поток излучения и его спектральный состав определяет температура. Световое излучение обусловлено спонтанными переходами электронов с высоких уровней на более низкие, ИК-излучение происходит за счет изменения колебательного и вращательного движений атомов. Тепловое излучение происходит в широком спектральном диапазоне и выходит из излучателя во все стороны.

При люминесцентном излучении атомы и электроны спонтанно переходят с высоких уровней на более низкие, а возбуждаются электромагнитным полем. Люминесцентное излучение выходит из излучателя во все стороны, но спектральный диапазон его уже, чем у теплового.

Газоразрядным источником излучения называют прибор, в котором излучение оптического диапазона спектра возникает в результате электрического разряда в атмосфере инертных газов, паров металла или их смесей.

Принцип действия излучающих полупроводниковых диодов (светодиодов) основан на явлении электролюминесценции при протекании тока в структурах с *p-n*-переходом.

2.1 Тепловые источники излучения

2.1.1 Черное тело, коэффициент теплового излучения полости

Черным телом называется излучатель, поглощающий все падающее на него излучение. Черное тело – эталонный источник потока излучения. Его применяют для паспортизации различных приемников излучения, для определения характеристик пропускания и поглощения различных материалов, а также спектральных характеристик монохроматоров, для контроля пирометров и радиометров и других измерительных приборов.

За эталон черное тело принято потому, что мощность, излучаемую им, можно подсчитать с помощью законов теплового излучения.

Поскольку по закону Кирхгофа отношение спектральной плотности энергетической светимости и спектрального коэффициента поглощения есть величина постоянная для данной температуры и длины волны, а спектральный коэффициент поглощения черного тела равен единице, то спектральная плотность энергетической светимости (СПЭС) является максимально возможной для данных T и λ . Именно поэтому черное тело называют полным излучателем.

В природе черных тел не существует. Однако искусственно удается создать излучатели, свойства которых приближаются к их свойствам.

Модель черного тела можно получить в виде замкнутой полости с небольшим отверстием в ней. Попадающее внутрь такого источника излучение многократно отражается на стенках и сильно поглощается. Чем меньше входное отверстие, тем меньше вероятность выхода излучения из полости, т.е. тем больше коэффициент поглощения. Такой излучатель по своим свойствам приближается к черному телу.

Излучение полого источника всегда больше излучения плоского источника. Различия излучательной способности вогнутой поверхности (или полости) и гладкого плоского образца можно охарактеризовать эффективным коэффициентом теплового излучения, или коэффициентом почернения $\gamma(\lambda, T) > 1$.

В соответствии с законом Кирхгофа можно записать

$$\varepsilon(\lambda, T)_{эф} = \frac{M(\lambda, T)}{M^0(\lambda, T)} = \frac{M(\lambda, T)}{M'(\lambda, T)} \cdot \frac{M'(\lambda, T)}{M^0(\lambda, T)} = \gamma(\lambda, T)\varepsilon'(\lambda, T), (2.1)$$

где $\gamma(\lambda, T)$ – коэффициент почернения; $M'(\lambda, T)$ – СПЭС плоского образца; $M(\lambda, T)$ – СПЭС полого излучателя; $\varepsilon'(\lambda, T)$ – коэффициент теплового излучения плоского образца; $M^0(\lambda, T)$ – СПЭС ЧТ.

Поскольку СПЭС любого тела меньше СПЭС черного тела, то $\gamma(\lambda, T)\varepsilon'(\lambda, T) < 1$.

Часто излучение любой полости приближенно оценивают приведением ее к равновеликой сферической поверхности, причем поверхности полостей и площади отверстий должны быть равными. Поэтому рассмотрим излучение сферы, на поверхности которой сделано круглое окно для выхода излучения.

Эффективный коэффициент теплового излучения сферы равен

$$\frac{L(T, \xi, \eta)}{L_0(T)} = \varepsilon_{эф} = \frac{1 - \rho}{1 - \rho_m}, (2.2)$$

где $m = S/S_{эф} < 1$; $S = S_{эф} - S_{оме}$ – поверхность полости; ξ, η – координаты точки полости; $L_0(T)$ – собственная яркость площадки dS ; ρ – коэффициент отражения погости.

Величина m определяется диаметром отверстия, поэтому излучение зависит от него. Если отверстие уменьшается, то $m \rightarrow 1$, при этом $\varepsilon_{эф} \rightarrow 1$. Чтобы получить коэффициент излучения близким к единице, необходимо иметь большую полость и малое отверстие.

Полости изготавливают из различных материалов (стали, алюминия, меди), обладающих хорошей теплопроводностью для получения $T = const$ по всей полости. Их формы могут быть различными (рис. 2.1). Поверхность обычно выполняют шероховатой и оксидированной.

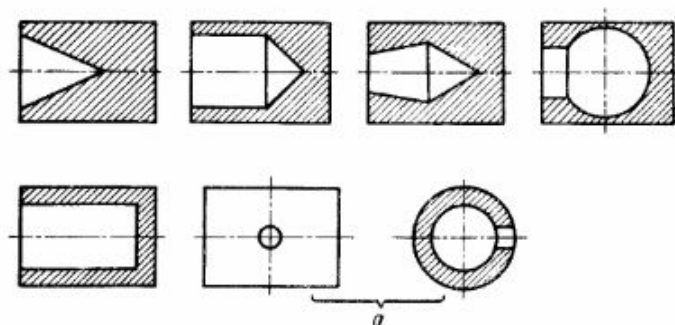


Рисунок 2.1. Виды излучающих полостей

Черные тела снабжаются набором диафрагм разного размера, которые охлаждаются либо водой, либо воздухом. В последнем случае они имеют радиаторы. Небольшие изменения формы полости слабо влияют на коэффициент излучения. Более важно поддерживать постоянную температуру внутри полости (изотермическая полость). Температуру измеряют термометрами или термопарами. Если температура черного тела выше 1273 K , то обычно используют керамику. К хорошим результатам приводит изготовление черного тела на основе конической поверхности с углом φ при вершине, меньшим или равным 15° . Если конус выполнен с коэффициентом излучения материала $0,7\text{--}0,75$ и $\varphi = 5^\circ$, то эффективный коэффициент излучения черного тела будет больше $0,99$.



Рисунок 2.2. Коническая излучающая плоскость

Приближенная формула расчета коэффициента излучения конической поверхности имеет вид

$$\varepsilon_{\text{эф}} \approx 1 - \rho \frac{D^2 / 4l^2}{1 + D^2 / 4l^2}, \quad (2.3)$$

где D – выходной диаметр конуса; l – длина конической поверхности (рис. 2.2). Хорошие параметры имеют излучатели в виде трубок с малым отверстием или узкой щелью на цилиндрической поверхности.

На рис. 2.3 представлена конструкция эталонного черного тела. В основу черного тела положена шероховатая коническая полость 11, выточенная в медном цилиндрическом стержне 6, с углом при вершине, равным 15° .

Вокруг стержня размещена нагревательная спираль 5 с переменным шагом, которой позволяет поддерживать постоянную температуру по всей длине тела: шаг меньше у концов, где теплоотвод повышен. За счет окисления коэффициент излучения конической поверхности доводится до $0,7$. Температуру измеряют два термистора 9, помещенные внутри полости.

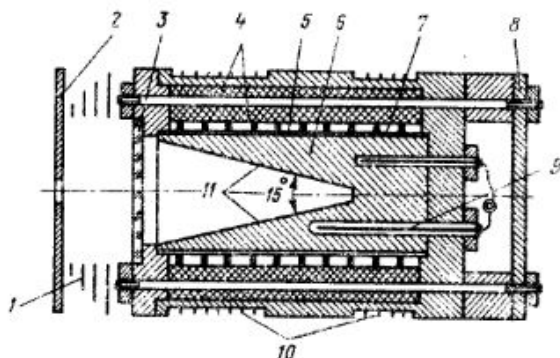


Рисунок 2.3. Конструкция эталонного черного тела

На выходе устройства установлено защитное окно 3, прозрачное для рабочего спектрального диапазона. Окно и теплоизолирующий асбестовый слой 4 уменьшают тепловые потери. Излучатель имеет сменные калиброванные диафрагмы 2 или револьверную головку с переменными диафрагмами. В передней части черного тела установлены диафрагмы – радиаторы 1, охлаждаемые воздухом. Для лучшего охлаждения корпус имеет ребра 10. Слой из слюды 7 изолирует обмотку относительно конуса. Крышка 8 закрывает выводы термисторов.

2.1.2 Штифт Нернста, силитовый излучатель, темные излучатели, трубчатые кварцевые излучатели

Чтобы получить ИК-излучение, используют излучатели специальных конструкций.

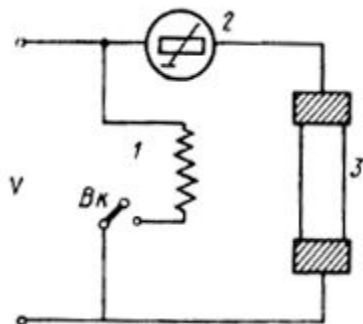


Рисунок 2.4. Схема включения штифта Нернста

Штифт Нернста изготавливают в виде цилиндрика диаметром от 1 до 3 мм и длиной до 30 мм из оксидно-керамической массы, состоящей из окислов циркония и иттрия. К концам цилиндрика припаивают электроды из платиновых проволочек.

Нагревается штифт проходящим через него током. Электрическая схема включения штифта Нернста показана на рис. 2.4. Поскольку штифт Нернста в холодном состоянии является диэлектриком, то его предварительно разогревают при помощи специальной спирали.

Штифт потребляет ток до 1 А при напряжении питания 130–220 В.

Для уменьшения потерь штифт, как правило, помещают в кожух, в котором монтируется окно из материала, прозрачного для заданной области излучения. Температура нагрева штифта Нернста достигает 2000 K . На рис. 2.5 представлен спектр излучения штифта Нернста.

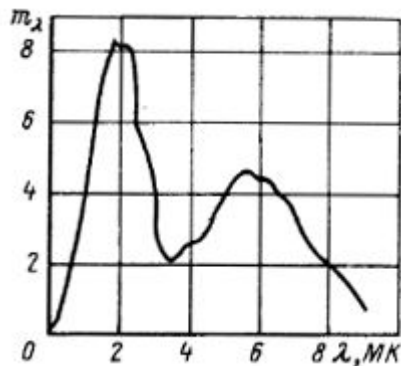


Рисунок 2.5. Спектр излучения штифта Нернста

Силитовый излучатель (глобар) представляет собой стержень из карбида кремния, нагреваемый электрическим током. Обычно диаметр глобара $6\text{--}8\text{ мм}$, а длина — около 250 мм . Однако иногда глобары выполняют длиной до 1 м . Рабочая температура глобаров $1200\text{--}1300\text{ K}$. Часто глобары покрывают защитным слоем двуокиси тория, что позволяет повысить их рабочую температуру до 2273 K . При

температуре 1773 K и выше глобар излучает, как серое тело. Штифт Нернста и глобар применяют для получения ИК-излучения в спектральных приборах.

Темные излучатели являются ИК-источниками и представляют собой металлические трубки из жаропрочной (хромо-никелевой) стали с коэффициентом теплового излучения $0,95$. Трубку заполняют керамикой, внутри которой помещают нагреватель. Рабочая температура 1000 K . Средняя мощность излучения около 1 кВт на 1 м длины трубки. Глобар и штифт Нернста используются преимущественно в аппаратуре, предназначенной для относительных измерений, когда абсолютное значение мощности излучения не играет роли. Так глобар получил распространение как основной источник в большинстве инфракрасных спектрометрических и спектрофотометрических приборов. Кроме того, глобары применяются в качестве источников в установках типа «оптический зонд», предназначенных для исследования зонных характеристик фотоприемников. Есть еще одна причина, по которой глобар и штифт Нернста не нашли применения в калибровочной аппаратуре как меры мощности оптического излучения. Она заключается в трудности стабилизации их температурного режима, что связано как с характеристиками самого материала излучателя, так и с конструкцией контактов, и проявляется в заметных колебаниях тока в цепи. Тем не менее, для ряда применений эти источники, особенно глобар, не требующий при включении предварительного подогрева, могут оказаться весьма удобными, и в этих случаях необходимо оценить его спектральноэнергетические характеристики.

Спектральная плотность мощности излучения
глобара $r(\lambda)$ при $T = 1400 \text{ K}$

λ , мкм	$r(\lambda)$, Вт/см^2 мкм	λ , мкм	$r(\lambda)$, Вт/см^2 мкм	λ , мкм	$r(\lambda)$, Вт/см^2 мкм	λ , мкм	$r(\lambda)$, Вт/см^2 мкм
0,7	0,1	3,3	4,46	5,9	1,11	9,0	0,3
0,8	0,31	3,4	4,23	6,0	1,06	9,2	0,28
0,9	0,71	3,5	4,01	6,1	1,01	9,4	0,26
1,0	1,31	3,6	3,79	6,2	0,96	9,6	0,24
1,1	2,07	3,7	3,59	6,3	0,82	9,8	0,22
1,2	2,91	3,8	3,4	6,4	0,88	10,0	0,21
1,3	3,76	3,9	3,21	6,5	0,84	10,2	0,2
1,4	4,56	4,0	3,04	6,6	0,8	10,4	0,18
1,5	5,27	4,1	2,88	6,7	0,76	10,6	0,17
1,6	5,85	4,2	2,72	6,8	0,73	10,8	0,6
1,7	6,3	4,3	2,57	6,9	0,70	11,0	0,15
1,8	6,64	4,4	2,44	7,0	0,67	11,2	0,14
1,9	6,85	4,5	2,31	7,1	0,64	11,4	0,13
2,0	6,95	4,6	2,18	7,2	0,61	11,6	0,125
2,1	6,96	4,7	2,07	7,3	0,58	11,8	0,12
2,2	6,9	4,8	1,96	7,4	0,56	12,0	0,11
2,3	6,79	4,9	1,86	7,5	0,54	12,2	0,105
2,4	6,62	5,0	1,76	7,6	0,52	12,4	0,1
2,5	6,42	5,1	1,67	7,7	0,49	12,6	0,094
2,6	6,2	5,2	1,59	7,8	0,47	12,8	0,088
2,7	5,96	5,3	1,51	7,9	0,46	13,0	0,084
2,8	5,71	5,4	1,43	8,0	0,44	13,2	0,079
2,9	5,45	5,5	1,36	8,2	0,4	13,4	0,075
3,0	5,2	5,6	1,29	8,4	0,37	13,6	0,071
3,1	4,95	5,7	1,23	8,6	0,35	13,8	0,068
3,2	4,7	5,8	1,17	8,8	0,32	14,0	0,064

2.2 Лампы накаливания

Электрической лампы накаливания называется источник излучения, который получают в результате теплового излучения твердого тела, нагретого до высокой температуры проходящим через него электрическим током, при этом твердое тело заключено в стеклянный баллон, заполненный газом. Лампы накаливания широко применяют как источники света и источники излучения в ближней ИК области.

К достоинствам ламп следует отнести: удобство эксплуатации (период разгорания практически отсутствует, лампу можно включать в сеть без дополнительных устройств); сплошной спектр, обеспечивающий во многих случаях приемлемую цветопередачу; отработанную технологию изготовления ламп в широком диапазоне мощностей; малую стоимость; достаточно высокую надежность.

Недостатки ламп накаливания: низкая световая отдача (световой КПД ламп составляет 1–3%); спектральный состав ламп накаливания существенно отличается от спектрального состава солнечного излучения.

Наибольшее распространение в измерительной практике получили лампы с ленточным телом накала, а также некоторые типы ламп с телом накала в виде спиралей различной конфигурации – главным образом специальные лампы для оптических приборов и кинопроекторные. Применяются, конечно, и специальные светоизмерительные лампы, предназначенные для световых измерений и сконструированные как меры светового потока или силы света, однако именно конструктивные особенности этих ламп затрудняют их установку в промышленной аппаратуре, и они используются главным образом в лабораториях при проведении особо точных измерений на фотометрической скамье.

Лампы с телом накала в виде вольфрамовой ленты, помещенной в обычную стеклянную колбу или в колбу со специальным окном из кварца или лейкосапфира, весьма удобны для проведения спектральных измерений, так как форма их тела накала позволяет при проекции на входную щель монохроматора заполнить ее целиком с наименьшими потерями и с максимальной равномерностью по высоте (рис. 2.6.).



Рисунок 2.6. Внешний вид спектральных ламп накаливания

В установках для измерения основных параметров фотоприемников (чувствительности, обнаружительной способности) эти лампы применяются редко по двум причинам. Во-первых, номинальное значение тока этих ламп достигает, в зависимости от типа, 10 и даже 30 А. Сильноточные блоки питания для фотометрических работ довольно громоздки и тяжелы и по этой при-

чине неудобны для использования в составе небольших по габаритам и многочисленных устройств контроля параметров фотоприемников, особенно в условиях серийного производства

Во-вторых, при градуировке на стандартную цветовую температуру $T_{цв} = 2856 \text{ K}$ разница между цветовой и истинной температурой для ленточной лампы особенно велика, и режим работы при этих условиях оказывается близким к предельному или даже превышающим его. Это сокращает срок службы пока еще дефицитных ламп. Поэтому в контрольно-измерительной аппаратуре чаще всего используют лампы с телом накала в виде спирали специальной формы. Тело накала этих ламп образует некое подобие полости, внутри которой имеют место многократные отражения излучаемого потока, и излучение, выходящее из межвитковых промежутков, оказывается чернее собственного излучения вольфрамовой нити или ленты. В результате при той же истинной температуре излучение спирали ближе по спектральным характеристикам к излучению абсолютно черного тела, чем излучение, например, вольфрамовой ленты, и режим стандартного источника $T_{цв} = 2856 \text{ K}$ достигается при значениях тока и напряжения, не превышающих, а часто и не достигающих номинальных. Срок службы таких ламп оказывается нормальным или увеличенным, и распыление спирали протекает менее интенсивно, благодаря чему лампа дольше сохраняет неизменными параметры, определенные при градуировке. Рабочие значения тока через лампу составляют обычно от 1 до 8 А (в зависимости от мощности лампы), и для питания их могут быть использованы как специальные блоки, так и в ряде случаев стандартные источники питания серии Б5, выпускаемые промышленностью. Плотная навивка спирали в лампах указанных типов позволяет использовать их в составе осветителей с проекционными системами и получать световые пучки с высокой концентрацией энергии и равномерным заполнением.

Градуировка ламп накаливания по цветовой температуре означает установление такого режима лампы, при котором цветность тела накала равна цветности полости абсолютно черного тела с температурой 2856 К. Поскольку речь идет о цветовых характеристиках, сравнение лампы с абсолютно черным телом (или с образцовой лампой, заменяющей абсолютно черное тело) производится визуально и спектральная характеристика излучения этих ламп нормирована только в видимой области спектра. Поэтому, строго говоря, их можно использовать для контроля фотоприемников, чувствительность которых ограничена диапазоном спектра от 0,38 до 0,75 мкм. Однако на практике параметры ряда приемников, чувствительных в видимой и в ближней ИК областях, таких как кремниевые и германиевые фотодиоды, фотоэлементы и ФЭУ с кислородно-цезиевым фотокатодом, контролируются чаще всего по излучению ламп накаливания при $T_{цв} = 2856 \text{ K}$. При этом их параметры определяются относительно светового потока, т.е. чувствительность имеет размерность А/лм , порог – лм , обнаружительная способность – $\text{см}\cdot\text{Гц}^{1/2}/\text{лм}$, иначе говоря, параметры являются «эффе́ктивными». Переход к абсолютным зна-

чениям параметров возможен лишь в том случае, если известен полный спектр излучения источника. Чтобы установить соотношение между световым и полным потоком, проведен ряд исследований спектра излучения ламп накаливания, которые показали возможность аппроксимации их характеристик спектральной плотности мощности определенными эмпирическими соотношениями, более или менее близкими к планковским. Спектральные характеристики спиральных ламп считалось возможным определять как среднее между излучением абсолютно черного тела и излучением вольфрама при одной и той же температуре. Специальные экспериментальные исследования спиральных ламп накаливания трех типов показали, что лампы, проградуированные на цветовую температуру 2856 K, имеют в области 0,8–2,0 мкм спектр излучения, действительно соответствующий среднему арифметическому (по относительной спектральной интенсивности) между спектром абсолютно черного тела при этой температуре и спектром вольфрама при истинной температуре лампы.

Таблица.2.2.

Спектральная плотность излучения
ламп накаливания $r(\lambda)$, % при $T_{це} = 2856 K$

λ , мкм	$r(\lambda)$, %	λ , мкм	$r(\lambda)$, %	λ , мкм	$r(\lambda)$, %	λ , мкм	$r(\lambda)$, %
0,40	5,1	0,64	54,5	0,88	97	1,45	71
0,42	8	0,66	59	0,90	98	1,50	67
0,44	10	0,68	64	0,95	99	1,55	63
0,46	13	0,70	68	1,00	100	1,60	59
0,48	17	0,72	73	1,05	99	1,65	56
0,50	21	0,74	78	1,10	97	1,70	52
0,52	25	0,76	82,5	1,15	94	1,75	49
0,54	30	0,78	86	1,20	90,5	1,8	47
0,56	34,5	0,80	89	1,25	87	1,85	44
0,58	39,5	0,82	91,5	1,30	83	1,90	42
0,60	45	0,84	93	1,35	80	1,95	40
0,62	50	0,86	95	1,40	75	2,00	36

Особое значение для характеристики ламп накаливания имеет световая отдача, т.е. световой поток, приходящийся на единицу мощности ($лм/Вт$). Максимальный коэффициент световой отдачи $K_{и\max} = 683 лм / Вт$.

Нити накала современных ламп накаливания изготавливают из вольфрама с различными присадками, так как проволока из чистого вольфрама недостаточно прочна и плохо сохраняет форму. Для изготовления колб применяют специальные марки стекла. Стекла должны быть прочными, жаростойкими, иметь постоянный коэффициент линейного расширения и минимальную электропроводность.

Для металлических вводов в колбу лампы используют платинит и молибден. Коэффициенты линейного расширения указанных металлов близки к коэффициентам линейного расширения стекла.

Заполнение колб инертным газом позволяет повысить температуру нити накала до 2900 К, что существенно увеличивает световую отдачу. При этом, несмотря на увеличение потерь через газ, общий поток излучения от лампы возрастает.

В лампах накаливания для оптических приборов предъявляются особые требования к стеклу баллона, форме и расположению тела накала.

Несколько иначе устроены галогенные лампы накаливания, хотя все основные элементы обычных ламп присутствуют и здесь. В этих лампах, появившихся в сентябре 1959 года в США и почти одновременно в СССР, для уменьшения испарения вольфрама и осветления стенок колбы используется вольфрамово-галогенный цикл. В состав наполняющего газа вводится небольшое количество галогенов – соединений элементов седьмой группы таблицы Менделеева. К этим элементам относятся фтор, хлор, бром и йод. В первые годы после изобретения использовались только соединения йода, поэтому все галогенные лампы накаливания в популярной литературе до сих пор часто называют йодными. В настоящее время чаще используют более технологичные соединения брома – бромистый метан и бромистый метилен CH_2Br_2 . При температурах от 300 до 1200 °С, но наиболее активно при 500 – 600 °С, эти вещества образуют с вольфрамом летучие соединения, которые при температуре выше 1600 °С разлагаются на вольфрам и галоген. Получается замкнутый цикл: на стенках колбы, куда оседают атомы вольфрама, происходит их взаимодействие с галогенами с образованием летучих соединений; при попадании на горячую спираль с температурой выше 1600 °С эти соединения разлагаются на вольфрам и галоген. Вольфрам остается на теле накала, а галоген снова входит в состав наполняющего газа, чтобы на стенках вновь соединиться с осевшими там атомами вольфрама. Благодаря такому циклу происходит очищение стенок колбы от вольфрама и частичное возвращение вольфрама со стенок на тело накала.

Из сказанного ясно, что для осуществления вольфрамово-галогенного цикла необходимы два условия: температура тела накала должна быть не ниже 1600 °С, а температура стенок колбы – не ниже 300, а лучше всего 500 – 600 °С. Первое условие в лампах накаливания выполняется всегда, так как даже в самых маломощных лампах температура тела накала не менее 1700 °С. Для выполнения второго условия ученым и инженерам пришлось найти принципиально новые конструкторские и технологические решения.

Прежде всего, пришлось значительно уменьшить габариты ламп. Первые галогенные лампы имели форму цилиндра с наружным диаметром 12 мм и длиной, зависящей от мощности лампы. Тело накала было сделано в виде спирали, расположенной строго по оси лампы. Так как лампа работает при температуре колбы 500 – 600 °С, а иногда и выше, пришлось заменить мате-

риал колбы – вместо стекла колбы галогенных ламп делают из более термостойкого кварца. Малые габариты ламп позволили использовать для наполнения самый тяжелый и самый дорогой из инертных газов – ксенон, давление которого в холодной лампе составляет 5–7, а в работающей – 10–12 атмосфер.

Очищение колбы за счет вольфрамово-галогенного цикла и наполнение колбы тяжелым ксеноном под большим давлением позволили значительно повысить температуру тела накала и, тем самым, световую отдачу ламп при одновременном увеличении срока их службы. Если у нормальных осветительных ламп мощностью 500 Вт на напряжение 220 В световая отдача равна 15 лм/Вт при сроке службы 1000 часов, то у галогенной лампы такой же мощности эти параметры равны 19 лм/Вт и 1500 часов.

Сейчас в мире выпускаются сотни типов галогенных ламп накаливания мощностью от 3 до 20000 Вт. Кроме линейной конструкции, показанной на рис. 2.7, разработаны и изготавливаются компактные или малогабаритные лампы.



Рисунок 2.7. Внешний вид галогенных ламп, применяемых в спектральных и измерительных оптических приборах

Принцип работы таких ламп не отличается от линейных; для поддержания вольфрамово-галогенного цикла необходимы те же два условия: температура тела накала не ниже 1600 °С и температура внутренней поверхности колбы не ниже 500 °С. Галогенные лампы находят широкое применение в оптико-электронных и спектроскопических приборах.

2.3 Газоразрядные источники излучения

Газоразрядные источники излучения – это приборы, в которых излучение оптического диапазона спектра возникает в результате электрического разряда в атмосфере инертных газов, паров металла или их смесей. Очень часто указанные источники называют газоразрядными лампами. Следует иметь в виду, что последнее понятие же первого, так как лампами принято называть источники, использующиеся преимущественно как источник света.

Современные газоразрядные лампы имеют целый ряд преимуществ перед лампами накаливания:

1) более высокий световой КПД (лампы накаливания имеют световую отдачу от 7 до 20 лм/Вт, газоразрядные – от 45 до 100 лм/Вт);

2) больший срок службы (срок службы современных люминесцентных ламп достигает 1400 ч, обычных – меньше 250);

3) некоторые газоразрядные лампы имеют яркость, существенно большую, чем лампы накаливания;

4) газоразрядные источники можно модулировать с частотой до 10000 Гц;

5) газоразрядные источники могут выполняться импульсными с длительностью импульса излучения от секунд до наносекунд.

Благодаря перечисленным свойствам газоразрядные лампы постепенно вытесняют лампы накаливания в установках промышленного, общественного, наружного и рекламного освещения, а также сигнализации. Однако газоразрядные лампы имеют и существенные недостатки:

1) линейчатый спектр газоразрядных ламп может исказить цветопередачу;

2) при питании газоразрядных ламп переменным током промышленной частоты возникает пульсация потока излучения, что ухудшает условия наблюдения за подвижными объектами;

3) газоразрядные лампы имеют более сложную схему питания, что связано с падающей вольтамперной характеристикой и с высоким напряжением зажигания;

4) некоторые лампы имеют длительный период разгорания;

5) эксплуатация ламп, особенно высокого и сверхвысокого давления, более сложна.

Газоразрядные лампы обычно выполняют в виде стеклянных или кварцевых колб, в которые впаивают два (иногда три) электрода – анод и катод. Колбу наполняют тем или иным газом при различных давлениях. Если между электродами приложить напряжение, свободные ионы газа начнут перемещаться к катоду, а свободные электроны – к аноду. При этом ионы образуют пространственный заряд вблизи катода, а электроны – вблизи анода. Поскольку скорость ионов значительно меньше скорости электронов, пространственный заряд, а следовательно, и падение напряжения вблизи катода боль-

ше, чем у анода. За счет значительной разности потенциалов вблизи катода ноны резко увеличивают скорость и при ударе о катод выбивают из него электроны, которые при движении к аноду ионизируют газ, поддерживая тем самым непрерывным процесс разряда. Такой разряд называется тлеющим.

Если катод разогревается, например, за счет бомбардировки его ионами (при увеличении напряжения источника) или внешними источниками, то возникает термоэмиссия, в результате которой число электронов, вылетающих с катода, значительно увеличивается. Такой разряд называется дуговым. При этом уменьшается потенциал у катода и значительно увеличивается ток лампы.

Электромагнитный спектр газового разряда определяется родом газа или пара, давлением и температурой газа. При низких давлениях и температуре спектр газа линейчатый; с увеличением давления и температуры линии расширяются.

Положительным свойством газоразрядных ламп является возможность модуляции излучения путем изменения напряжения питания. Предельная частота модуляции ограничивается временем рекомбинации (деионизации) газа или пара.

Яркость ламп тлеющего разряда мала, так как мала плотность тока. При низких давлениях и малых плотностях тока можно получить большой выход излучения резонансных линий, тогда как при высоких давлениях и больших плотностях токов можно получить большой выход нерезонансного (теплого) излучения.

В газоразрядных лампах выгодно использовать малые давления при малых плотностях тока и высокие давления при больших плотностях тока.

Современные газоразрядные лампы имеют целый ряд преимуществ перед лампами накаливания, в результате которых они постепенно вытесняют последние из ряда установок промышленного, общественного, наружного и рекламного освещения, а также сигнализации. Кратко укажем на, некоторые из этих преимуществ.

1) Основным преимуществом газоразрядных ламп является их более высокая световая отдача и средняя продолжительность горения. У ламп накаливания общего назначения световые отдачи от 7 до 20 $лм \cdot Вт^{-1}$ при средней продолжительности горения 1000 ч.

Газоразрядные лампы имеют более высокие и световые отдачи и средние сроки службы: люминесцентные лампы имеют световую отдачу порядка 78 $лм \cdot Вт^{-1}$ и средний срок службы 12000 ч; натриевые высокого давления 117 $лм \cdot Вт^{-1}$ и 20 000 ч.

2) Газоразрядные лампы могут иметь линейчатый спектр с расположением линий в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной частях спектра и сплошной на любом участке оптической области спектра. Спектр излучений газоразрядной лампы определяется составом инертных газов и паров металлов, в атмосфере которых происходит разряд, и их давлением. Если излуче-

ние газоразрядной лампы лежит в заданной части спектра, то *КПД* такой лампы будет выше, чем у ламп накаливания, излучение которых охватывает широкую область спектра.

3) Газоразрядные лампы могут иметь яркость большую, чем яркость лампы накаливания, что обеспечивает их широкое применение в прожекторах, кинопроекторах и другой аппаратуре.

4) Излучение газоразрядной лампы с весьма малой инерционностью следует за изменением мгновенной мощности положительного столба. Это позволяет модулировать излучение такой лампы.

5) Так как излучение газоразрядной лампы практически безинерционно, то только такая лампа может дать кратковременную вспышку большой мощности и любой длительности от секунд до наносекунд.

Импульсные источники света – это преимущественно газоразрядные источники. Однако газоразрядные лампы имеют и ряд существенных недостатков.

1) Многие типы газоразрядных ламп имеют линейчатый спектр. У ртутных ламп почти отсутствуют излучения в красной части спектра, а натриевые лампы низкого давления излучают почти однородный поток в видимой части спектра.

2) Безинерционность излучения газоразрядных ламп приводит к появлению пульсаций светового потока и связанного с ними стробоскопического эффекта при работе ламп на переменном токе. Пульсации светового потока ухудшают условия зрительной работы, а стробоскопический эффект является опасным для людей.

3) Большинство газоразрядных ламп имеет падающую вольт-амперную характеристику (рис. 2.8,а). Для стабилизации тока таких ламп необходимо последовательно с ними включать балластное устройство (рис. 2.8,б). В качестве балласта при работе на переменном токе могут быть использованы индуктивное, емкостное или активное сопротивление.

Наличие балластного устройства усложняет включение лампы в сеть, повышает капитальные и эксплуатационные расходы в осветительной установке.

4) Напряжение зажигания у газоразрядных ламп обычно значительно превышает рабочее напряжение лампы, а часто и напряжение сети, в которой работает лампа. Поэтому для включения большинства типов газоразрядных ламп приходится применять достаточно сложные и громоздкие пускорегулирующие аппараты (ПРА).

5) Большинство газоразрядных ламп имеет период разгорания, который у некоторых типов ламп длится 10 – 15 мин. В течение этого периода изменяются электрические и светотехнические параметры лампы.

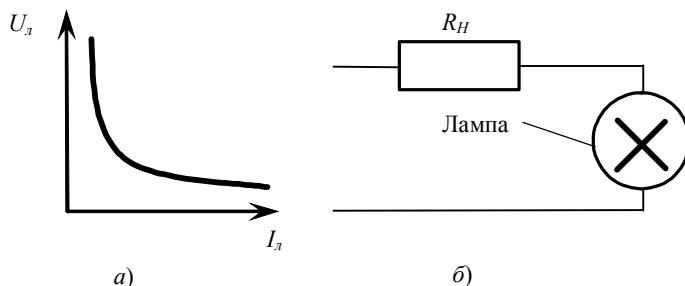


Рисунок 2.8. Вольт-амперная характеристика (а) и схема включения газоразрядной лампы (б)

б) Лампы высокого и сверхвысокого давления, работающие с парами металлов, нельзя быстро повторно зажечь без сложного ПРА.

Несмотря на перечисленные недостатки, присущие газоразрядным лампам, они находят все более широкое применение, в основном благодаря их высокой световой отдаче и длительному сроку службы.

2.3.1 Виды разряда, используемые в газоразрядных источниках излучения

Следует помнить, что электрический разряд в газах не ограничивается применением в осветительных лампах. Он также находит широкое применение в лазерной технике при создании атомарных, молекулярных и эксимерных лазеров, поэтому рассмотрим более подробно данное явление.

Газовый разряд делится на:

- 1) самостоятельный, который, возникнув, протекает длительное время, пока на разрядный промежуток подается рабочее напряжение;
- 2) несамостоятельный, который протекает до тех пор, пока действуют благоприятные внешние факторы, как, например, подача на разрядный промежуток напряжения высокой частоты.

Различают следующие виды самостоятельного разряда: 1 – тихий; 2 – нормальный тлеющий; 3 – аномальный тлеющий; 4 – дуговой (рис. 2.9).

В газоразрядных лампах используются преимущественно дуговой и тлеющий разряды. Кратко остановимся на некоторых характерных особенностях этих видов разрядов.

Тлеющий разряд. Для этого вида разряда характерным являются:

- 1) малая плотность тока у катода $J = 0,1 \div 10^3 \text{ А}\cdot\text{м}^{-1}$;
- 2) высокое катодное падение потенциала $U_K = 50 \div 400 \text{ В}$;
- 3) малое давление газа или паров металла, заполняющих разрядный промежуток: от $1-2$ до $5-6 \cdot 10^3 \text{ Па}$.

Когда тлеющий разряд питается от источника постоянного тока, газоразрядный промежуток делится на несколько участков (рис. 2.9).

- 1) Тонкий, темный слой газа, непосредственно примыкающий к катоду;

эта область носит название Астоново темное пространство. Отсутствие свечения в этой области разряда обусловлено отсутствием электронов, имеющих достаточную кинетическую энергию для того, чтобы возбуждать атомы, находящиеся в этой области. Действительно, измерение разности потенциалов между катодом и областью первого катодного свечения в гелии дало значение, примерно равное потенциалу возбуждения резонансной линии гелия.

2) За астоновым темным пространством следует тонкий слой светящегося газа – первое катодное свечение (катодная светящаяся пленка).

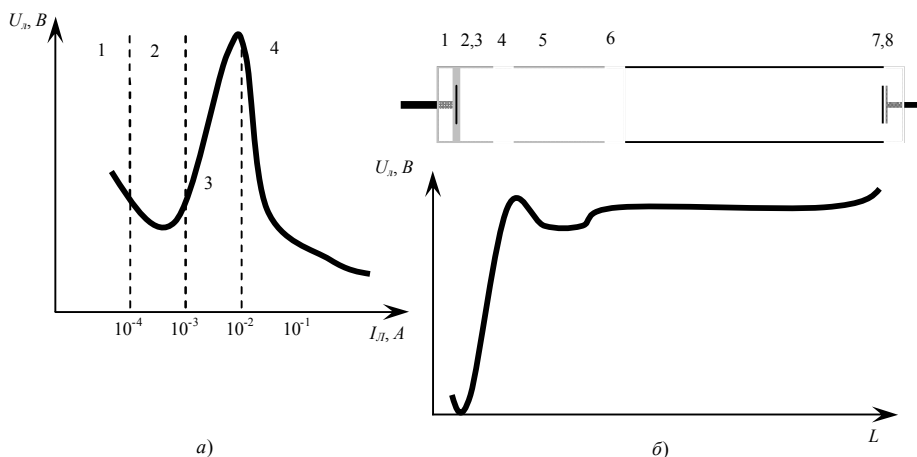


Рисунок 2.9. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда (а) и схема распределения потенциала между электродами лампы (б)

В пределах первого катодного свечения электроны тратят на возбуждение атомов часть кинетической энергии, полученной за счет поля в пределах Астонова пространства. Спектр излучения первого катодного свечения состоит в основном из резонансных линий атомов газа или паров металла, находящихся в разрядном промежутке, что подтверждает ранее высказанные причины отсутствия свечения в области Астонова пространства.

3) За катодной светящейся пленкой лежит темная область пространства Крукса. В пределах этого пространства наблюдается свечение, имеющее небольшую яркость по сравнению с областями, лежащими по обе стороны от него.

В темном пространстве Крукса наблюдается концентрация положительных ионов, создающих положительный пространственный заряд. Указанное вызвано тем, что диффузия положительных ионов через темное пространство Крукса происходит медленнее диффузии электронов.

4) Область отрицательного тлеющего свечения лежит за темным про-

странством Крукса. В пределах этой области основным источником излучения является рекомбинация ионов. Свечение за счет возбуждения атомов играет в этой области второстепенную роль. Электроны, попадающие в область тлеющего свечения, обладают настолько большими энергиями, что наиболее вероятным процессом в этой области является ионизация и значительно менее вероятными – процессы возбуждения атомов. Ионизация сопровождается рекомбинацией, так как тут плотности ионов и электронов значительны. Процесс рекомбинации и обеспечивает излучение в этой области.

5) Темное пространство Фарадея. Яркость отрицательного свечения постепенно снижается по направлению к аноду, что объясняется уменьшением концентрации электронов и постепенным увеличением их скорости в этом направлении. Четкой границы между областями отрицательного свечения и пространством Фарадея нет. Граница темного пространства Фарадея со стороны анода резко очерчена скачкообразным повышением яркости при переходе в область положительного столба.

Темное пространство Фарадея – это переходная область от отрицательного тлеющего свечения, в которой преимущественно направленное движение заряженных частиц постепенно превращается в преимущественно хаотическое их движение, характерное для неизотермической плазмы положительного столба.

6) Положительный столб, обладающий большой протяженностью и достаточно высокой яркостью, является областью разряда, широко используемой для получения экономичных источников света.

7) Анодное темное пространство – узкая темная область, за которой при определенных условиях лежит тонкая пленка анодного свечения.

8) Анодная, тонкая, светящаяся при определенных условиях пленка.

В трубке с подвижным анодом можно приближать анод к катоду до тех пор, пока анодная часть разряда не пересечет границу темного пространства Фарадея, после этого разряд гаснет. Очевидно, что из ранее перечисленных областей тлеющего разряда необходимыми для поддержания разряда являются все области, кроме положительного столба.

Можно укрупненно разбить газоразрядный промежуток на три области: I – катодную, в которую входят участки с 1 по 5 (см. рис. 2.9); II – положительный столб; III – анодную с участками 7 и 8.

Для получения устойчивого разряда области I и III являются обязательными.

Различают два вида тлеющего разряда – нормальный и аномальный.

При *нормальном тлеющем разряде* светящаяся часть поверхности катода пропорциональна току, протекающему через разрядный промежуток (закон Геля). При этом катодное падение потенциала и плотность тока на катоде остаются постоянными до тех пор, пока вся поверхность катода не покроется светящейся пленкой.

Нормальное катодное падение потенциала зависит от рода газа или паров металла, в атмосфере которых протекает разряд, а также от материала катода.

При дальнейшем повышении тока в разрядном промежутке, после того как вся поверхность катода покроется свечением, разряд переходит в область аномального тлеющего разряда. Для аномального тлеющего разряда характерными являются возрастающая вольт-амперная характеристика и увеличение катодного падения потенциала и плотности тока на катоде с ростом тока в разрядном промежутке.

Катод в процессе тлеющего разряда постепенно разрушается. Частицы материала покрывают тонким слоем часть поверхности колбы, преимущественно у катодов, или примерно равномерным слоем всю внутреннюю поверхность колбы. Это явление носит название катодного распыления. Исследования поверхностей катодов и распространения частиц, оторвавшихся от катода, приводят к следующим выводам. Катодному распылению подвергается только та часть поверхности катода, которая покрыта катодной светящейся пленкой. При столкновении положительного иона с катодом происходит мгновенная передача кинетической энергии иона катоду, которая превращается в теплоту. В месте столкновения поверхность катода; нагревается настолько, что происходит испарение нескольких атомов материала катода. Нагревание микроучастков катода до температуры, при которой возможно испарение, очень кратковременно, так как теплота от места столкновения быстро передается окружающим слоям металла катода. Капцов Н. А. перечисляет следующие закономерности катодного распыления:

1) При небольших давлениях газа в разрядном промежутке и большом катодном падении потенциала вылетающие с катода частицы имеют прямолинейные траектории.

2) С повышением давления газа растет роль диффузии частиц, оторвавшихся от катода. При этом чем больше давление, тем большая доля испарившихся частиц возвращается на катод в результате столкновения с атомами газа.

3) С ростом массы иона и катодного падения потенциала увеличивается локальное нагревание катода, что приводит к возрастанию катодного распыления.

4) Начиная с катодного падения потенциала, примерно 500 В , происходит быстрый рост катодного распыления. При значениях катодного потенциала, соответствующих нормальному тлеющему разряду, катодное распыление незначительно.

5) Катодное распыление растет с увеличением плотности тока в разрядном промежутке.

6) Катодному распылению могут способствовать химические реакции, происходящие в нагретых в результате ионной бомбардировки частях катода. При этом образуются соединения испарившегося металла катода с газом,

которые диффундируют в разрядный промежуток и распространяются по всему объему разрядного промежутка. Эти соединения, достигая стенок трубки, разлагаются, и атомы материала катода осаждаются на стенку трубки. Если катодному распылению сопутствуют химические процессы, трубка покрывается достаточно ровным слоем материала катода.

2.3.2 Дуговой разряд

Для дугового разряда характерными являются:

- 1) небольшое катодное падение потенциала, составляющее всего около 10 В;
- 2) высокая плотность тока у катода – от 10^2 до 10^8 А·м⁻²;
- 3) стягивание разряда в шнур при повышении давления в разрядном промежутке.

Дуговой разряд протекает при давлениях наполняющего газа или паров металла от 0,133 до нескольких десятков миллионов Па. Особое место в газоразрядном промежутке занимает положительный столб. Длины катодной и анодной областей разряда меняются в очень малых пределах и определяются родом газа или парами металла, заполняющими разрядный промежуток, их давлением и материалом электродов. Длина положительного столба может изменяться в очень широких пределах, поскольку она в основном определяется напряжением между электродами.

При соответствующем напряжении между электродами можно получить положительный столб большой длины. Благодаря большой длине и достаточно высокой энергетической яркости положительный столб является основным источником излучения у ряда газоразрядных ламп.

Положительный столб имеет свои характерные особенности:

- 1) постоянное значение градиента потенциала вдоль продольной оси разряда;
- 2) при низких давлениях средняя энергия электронов в любом элементарном объеме столба остается постоянной;
- 3) плотность излучения положительного столба постоянна по всей его поверхности;
- 4) химические процессы, проходящие в пределах положительного столба низкого давления, одинаковы для любого его элементарного объема;
- 5) число положительных зарядов в любом объеме участка столба единичной длины, кроме пристеночных областей, равно числу отрицательных зарядов.

Объемная плотность электронов n_e равна объемной плотности ионов n_i и колеблется в пределах:

$$n_e = n_i = 10^{13} \div 10^3 \text{ см}^{-3}.$$

б) кроме внешнего электрического поля, обусловленного напряжением между электродами, в положительном столбе существует поперечное электрическое поле, о котором несколько подробнее будет сказано ниже;

7) расход энергии: в положительном столбе пополняется за счет подводимой к столбу электрической энергии.

Число нейтральных атомов n значительно больше числа заряженных частиц в единице объема $N_0 = (10^4 \div 10^2)n_e$. Нейтральные атомы положительного столба находятся в состоянии хаотического теплового движения. Распределение их по скоростям определяется только температурой. Заряженные частицы должны двигаться направленно под действием поля. Поскольку движение заряженных частиц происходит среди большого числа нейтральных частиц, движущихся хаотически, движение заряженных частиц в результате частых упругих соударений становится преимущественно хаотическим с некоторым дрейфом в сторону соответствующего электрода.

Под действием внешнего поля заряженная частица на длине свободного пробега приобретает некоторую скорость, которая в результате соударения меняет свое направление и значение.

При упругом соударении электрона с нейтральным атомом электрон передает атому незначительное количество кинетической энергии, так как масса электрона значительно меньше массы нейтрального атома. На длине свободного пробега электрон под действием внешнего поля приобретает тем большую скорость, чем меньше давление газа.

Электронная температура. Часто пользуются понятием температуры электронного газа, понимая под этой температурой такую, при которой нейтральные частицы с массой электрона приобретали бы такие же скорости теплового движения, какие электроны приобретают под действием электрического поля. При этом распределение электронов по скоростям принимается максвелловским.

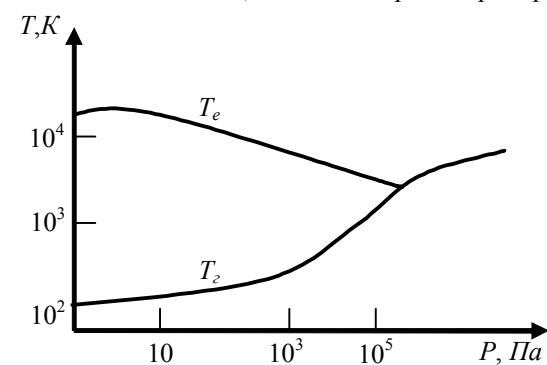


Рисунок 2.10. Зависимость электронной температуры T_e и газовой температуры T_g от давления газа

При этом распределение электронов по скоростям принимается максвелловским.

На рис. 2.10 схематически показаны зависимости электронной температуры T_e и температуры газа T_g от давления в разрядном промежутке.

Температура электронного газа не имеет ничего общего с действительной температурой газа или паров металла в разрядном промежутке. С повышением

давления сокращаются длины свободных пробегов и разница между температурой электронного газа T_e и температурой газа T_g уменьшается.

Баланс энергии положительного столба. Подводимая к положительному столбу энергия тратится на нагревание стенок колбы, нагревание газа, находящегося в пределах положительного столба, и на излучение положительного столба.

Баланс мощности, подводимой к положительному столбу, можно записать в следующем виде:

$$P_{ст} = P_c + P_g + \Phi_{ер} + \Phi_{енр}, \quad (2.4)$$

где $P_{ст}$ – мощность, подводимая к положительному столбу; P_c – мощность, превращающаяся в теплоту на стенках колбы; P_g – мощность, затрачиваемая на нагревание газа; $\Phi_{ер}$ – поток излучения резонансных линий; $\Phi_{енр}$ – поток излучения нерезонансных линий.

Из приведенного баланса мощности следует:

- 1) если разряд происходит в области малых давлений и малых плотностей тока, то при соответствующем подборе диаметра и длины разрядной трубки можно получить большой выход резонансного излучения;
- 2) для разряда, протекающего при высоких давлениях и больших плотностей токов, можно получить большой выход нерезонансных излучений.

2.4 Люминесцентные лампы

Люминесцентные лампы – второй в мире по распространенности источник света, а в Японии они занимают даже первое место, обогнав лампы накаливания. Ежегодно в мире производится более одного миллиарда люминесцентных ламп.

Первые образцы люминесцентных ламп современного типа были показаны американской фирмой General Electric на Всемирной выставке в Нью-Йорке в 1938 году.

Люминесцентная лампа – это типичный разрядный источник света низкого давления, в котором разряд происходит в смеси паров ртути и инертного газа, чаще всего – аргона. Устройство лампы показано на рис. 2.11.

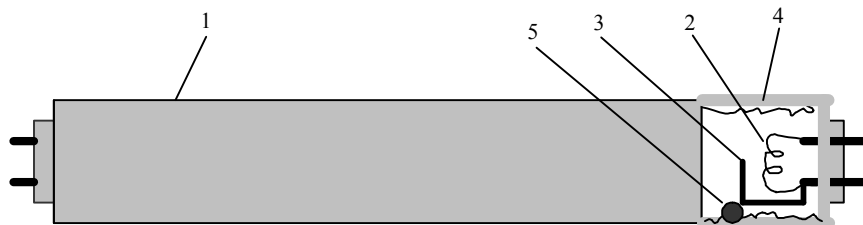


Рисунок 2.11. Устройство люминесцентной лампы

Колба лампы – это всегда цилиндр 1 из стекла с наружным диаметром 38, 26, 16 или 12 мм. Цилиндр может быть прямым или изогнутым в виде кольца, буквы *U* или более сложной фигуры. В торцевые концы цилиндра герметично впаяны стеклянные ножки, на которых с внутренней стороны смонтированы электроды 2. Электроды по конструкции подобны биспиральному телу ламп накаливания и также делаются из вольфрамовой проволоки. В некоторых типах ламп электроды сделаны в виде триспирали, т.е. спирали из биспирали. С наружной стороны электроды подпаяны к штырькам цоколя.

Как и в лампах накаливания, из колб люминесцентных ламп воздух тщательно откачивается через штенгель, впаянный в одну из ножек. После откачки объем колбы заполняется инертным газом и в него вводится ртуть в виде небольшой капли 5 (масса ртути в одной лампе обычно около 30 мг) или в виде так называемой амальгамы, т.е. сплава ртути с висмутом, индием и другими металлами.

На биспиральные или триспиральные электроды ламп всегда наносится слой активирующего вещества – это обычно смесь окислов бария, стронция, кальция, иногда с небольшой добавкой тория.

Если к лампе приложено напряжение большее, чем напряжение зажигания, то в ней между электродами возникает электрический разряд, ток которого обязательно ограничивается какими-либо внешними элементами. Хотя колба наполнена инертным газом, в ней всегда присутствуют пары ртути, количество которых определяется температурой самой холодной точки колбы. Атомы ртути возбуждаются и ионизируются в разряде гораздо легче, чем атомы инертного газа, поэтому и ток через лампу, и ее свечение определяются именно ртутью.

В ртутных разрядах низкого давления доля видимого излучения не превышает 2 % от мощности разряда, а световая отдача ртутного разряда – всего 5–7 лм/Вт. Но более половины мощности, выделяемой в разряде, превращается в невидимое УФ-

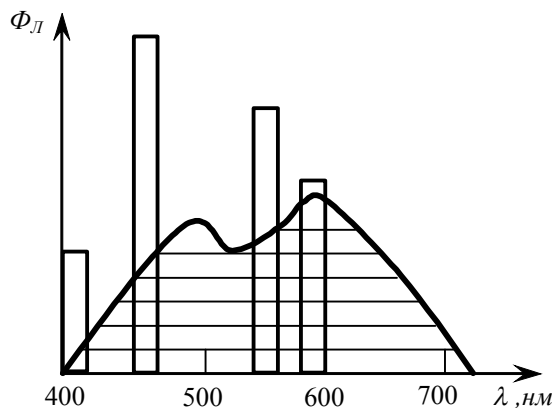


Рисунок 2.12. Спектр излучения люминесцентной лампы холодного белого света ($T_u = 4300\text{ K}$)

излучение с длинами волн 254 и 185 нм. Из физики известно: чем короче длина волны излучения, тем большей энергией это излучение обладает. С помощью специальных веществ, называемых люминофорами, можно превратить одно излучение в

другое, причем, по закону сохранения энергии, «новое» излучение может быть только «менее энергичным», чем первичное. Поэтому УФ–излучение можно превратить в видимое с помощью люминофоров, а видимое в УФ – нельзя. Вся цилиндрическая часть колбы с внутренней стороны покрыта тонким слоем именно такого люминофора 4, который и превращает УФ–излучение атомов ртути в видимое. В большинстве современных люминесцентных ламп в качестве люминофора используется галофосфат кальция с добавками сурьмы и марганца («активированный сурьмой и марганцем»).

При облучении такого люминофора УФ–излучением он начинает светиться белым светом разных оттенков. Спектр излучения люминофора – сплошной с двумя максимумами – около 480 и 580 *нм* (рис. 2.12). Первый максимум определяется наличием сурьмы, второй – марганца. Меняя соотношение этих веществ (активаторов), можно получить белый свет разных цветовых оттенков – от теплого до дневного. Так как люминофоры превращают в видимый свет более половины мощности разряда, то именно их свечение определяет светотехнические параметры ламп.

В 70-е годы минувшего века начали делать лампы не с одним люминофором, а с тремя, имеющими максимумы излучения в синей, зеленой и красной областях спектра (450, 540 и 610 *нм*). Эти люминофоры были созданы первоначально для кинескопов цветного телевидения, где с их помощью удалось получить вполне приемлемое воспроизведение цветов. Комбинация трех люминофоров позволила и в лампах добиться значительно лучшей цветопередачи при одновременном увеличении световой отдачи, чем при использовании галофосфата кальция. Однако новые люминофоры гораздо дороже старых, так как в них используются соединения редкоземельных элементов – европия, церия и тербия. Поэтому в большинстве люминесцентных ламп по-прежнему применяются люминофоры на основе галофосфата кальция.

Электроды в люминесцентных лампах выполняют функции источников и приемников электронов и ионов, за счет которых и протекает электрический ток через разрядный промежуток. Для того чтобы электроны начали переходить с электродов в разрядный промежуток (как говорят, для начала термоэмиссии электронов), электроды должны быть нагреты до температуры 1100 – 1200 °С. При такой температуре вольфрам светится очень слабым вишневым цветом, испарение его очень мало. Но для увеличения количества вылетающих электронов на электроды наносится слой активирующего вещества, которое значительно менее термостойко, чем вольфрам, и при работе этот слой постепенно распыляется с электродов и оседает на стенках колбы. Обычно именно процесс распыления активирующего покрытия электродов определяет срок службы ламп.

Для достижения наибольшей эффективности разряда, т.е. для наибольшего выхода ультрафиолетового излучения ртути, необходимо поддерживать определенную температуру колбы. Диаметр колбы выбирается именно из этого требования. Во всех лампах обеспечивается примерно одинаковая

плотность тока – величина тока, деленная на площадь сечения колбы. Поэтому лампы разной мощности в колбах одного диаметра, как правило, работают при равных номинальных токах. Падение напряжения на лампе прямо пропорционально ее длине. А так как мощность равна произведению тока на напряжение, то при одинаковом диаметре колб и мощность ламп прямо пропорциональна их длине.

Большая длина ламп постоянно заставляла искать пути ее уменьшения. Простое уменьшение длины и достижение нужных мощностей за счет увеличения тока разряда нерационально, так как при этом увеличивается температура колбы, что приводит к увеличению давления паров ртути и снижению световой отдачи ламп. Поэтому создатели ламп пытались уменьшить их габариты за счет изменения формы – длинную цилиндрическую колбу сгибали пополам (*U*-образные лампы) или в кольцо (кольцевые лампы).

Однако кардинально решить проблему уменьшения габаритов ламп удалось только в 80-е годы, когда начали использовать люминофоры, допускающие большие электрические нагрузки, что позволило значительно уменьшить диаметр колб. Колбы стали делать из стеклянных трубок с наружным диаметром 12 мм и многократно изгибать их, сокращая тем самым общую длину ламп.

Однако люминесцентные лампы имеют и множество недостатков, которые необходимо знать и учитывать при выборе источников света:

1) Большие габариты ламп часто не позволяют перераспределять световой поток нужным образом.

2) В отличие от ламп накаливания, световой поток люминесцентных ламп сильно зависит от окружающей температуры.

3) В лампах содержится ртуть – очень ядовитый металл, что делает их экологически опасными.

4) Световой поток ламп устанавливается не сразу после включения, а спустя некоторое время, зависящее от конструкции светильника, окружающей температуры и самих ламп. У некоторых типов ламп, в которые ртуть вводится в виде амальгамы, это время может достигать 10–15 мин.

5) Глубина пульсаций светового потока значительно выше, чем у ламп накаливания, особенно у ламп с редкоземельными люминофорами. Это затрудняет использование ламп во многих производственных помещениях и, кроме того, отрицательно сказывается на самочувствии людей, работающих при таком освещении.

6) Как было сказано выше, люминесцентные лампы, как и все газоразрядные приборы, требуют для включения в сеть использования дополнительных устройств.

Самая простая и распространенная схема включения люминесцентных ламп – стартерно-дроссельная (рис. 2.13). Для ограничения тока через лампу на требуемом уровне используется дроссель. Параллельно лампе и последовательно с обоими ее электродами включен стартер. Стартер – это тоже газо-

разрядный прибор, который должен удовлетворять одному требованию: напряжение зажигания разряда в нем должно быть ниже напряжения сети, но выше напряжения горения лампы. Один из контактов в стартере делается в виде дужки из биметаллической ленты, т.е. из ленты, полученной путем жесткого соединения двух металлов с разными тепловыми коэффициентами расширения.

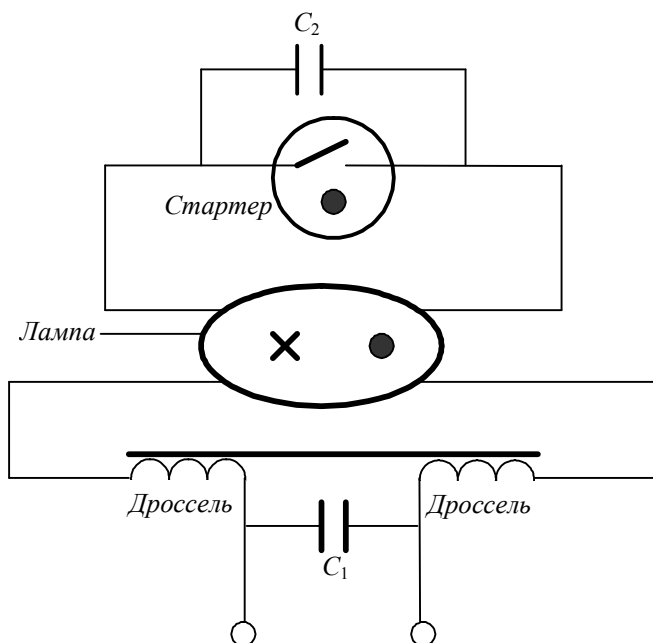


Рисунок 2.13. Примерная схема включения люминесцентной лампы

При подаче напряжения на такую схему в стартере возникает разряд, и ток идет по цепи: дроссель – один электрод лампы – стартер – другой электрод лампы. Величина этого тока ограничена дросселем. Ток нагревает электроды лампы и стартера, биметаллический электрод стартера начинает распрямляться и в какой-то момент замыкается с другим электродом. После замыкания электроды стартера начинают остывать и через некоторое время размыкаются. В момент размыкания на дросселе образуется большой импульс напряжения. Электроды лампы к этому времени успевают нагреться до температуры, достаточной для эмиссии электронов из них. Если импульс напряжения на дросселе наложится на сетевое напряжение в нужный момент («совпадет по фазе»), то сумма напряжений сети и дросселя может оказаться больше напряжения зажигания лампы с прогретыми электродами, и лампа загорится. Так как вероятность этого достаточно мала, лампа почти никогда

не загорается с первой попытки – всем хорошо известно мигание лампы при включении. Эти мигания неприятны и являются еще одним недостатком люминесцентных ламп. Дроссель не только обеспечивает зажигание лампы, но и ограничивает ток через них в рабочем режиме. В дросселе теряется определенная мощность, не производя никакого положительного эффекта, т.е. дроссель является как бы лишней нагрузкой – балластом.

Люминесцентные лампы в основном используются для освещения помещений, но наличие линейчатого спектра в излучении позволяет использовать их для калибровки спектральных приборов.

2.5 Различные газоразрядные источники

Существуют три вида ртутных ламп: низкого ($1,3\text{--}130\text{ Па}$), высокого ($300\text{--}3000\text{ Па}$) и сверхвысокого ($1\text{--}10\text{ МПа}$) давления.

Ртутные лампы низкого давления делятся на бактерицидные и высоковольтные. Бактерицидные лампы по своему устройству аналогичны люминесцентным. Разница заключается в том, что колбы бактерицидных ламп изготавливают из специального, прозрачного для УФ-излучения, увиолевого стекла, а внутреннюю поверхность колб не покрывают люминофором. Такие лампы обычно используют для стерилизации. В сеть их включают по тем же схемам, что и люминесцентные.

Высоковольтные ртутные лампы низкого давления представляют собой кварцевые колбы в виде трубок длиной от нескольких десятков сантиметров до одного метра. Срок их службы велик, так как они не имеют подогреваемых электродов, вместо которых применяют массивные вольфрамовые электроды, окисленные щелочно-земельными металлами. В связи с тем, что электроды не подогреваются, лампы имеют высокое напряжение зажигания.



Рисунок 2.14. Ртутные лампы высокого и низкого разряда для оптических приборов

Рабочее напряжение на лампе мощностью 20 Вт , длиной $0,5\text{ м}$ составляет 280 В , ток 50 мА . Средняя облученность, даваемая этой лампой на расстоянии 1 м для излучения $253,7\text{ нм}$, составляет 17 мкВт/см^2 , 87% энергии содержится в интервале $\Delta\lambda = 185 \div 254\text{ нм}$.

Ртутные лампы высокого и сверхвысокого давления подразделяют на ртутные лампы высокого давления; трубчатые сверхвысокого давления; капиллярные лам-

пы с водяным охлаждением; лампы в шаровых колбах с малым расстоянием между электродами. В лампах этих типов, так же как у люминесцентных, источником излучения служит положительный столб с линейчатым спектром излучения. Чтобы получить высокое давление, в колбу лампы вводят металл, давление паров которого определяется температурой. При повышении температуры колбы увеличивается давление, но одновременно снижаются механические свойства колбы. Следовательно, пары должны иметь достаточно большую упругость для того, чтобы достаточно высокое давление можно было получить при сравнительно низкой температуре. Пары металла не должны вступать в химическую реакцию с материалами колбы и электродов.

Таким свойством обладает ртуть. Давление паров ртути в холодной лампе низкое, это затрудняет возникновение разряда. Чтобы облегчить зажигание лампы, в нее вводят инертный газ (обычно аргон) при давлении в несколько гектопаскалей.

Другой разряд ламп имеет форму шнура между электродами. Спектр ламп – линейчатый со сплошным фоном, который с увеличением давления усиливается. При давлении 30 МПа спектр становится сплошным с очень слабо выраженными полосами.

Ртутные лампы высокого давления в стеклянных колбах изготавливают в виде цилиндрической трубки из тугоплавкого стекла с двумя оксидными электродами из вольфрама, впаянными в концы трубки. Для того чтобы облегчить зажигание лампы, вблизи одного из электродов устанавливают дополнительный электрод. В колбу вводят небольшое количество ртути и аргона (последний нужен для облегчения зажигания и предохранения электродов от разрушения). В момент зажигания лампа является лампой низкого давления, так как давление аргона составляет несколько сотен Паскалей. При зажигании разряд сначала возникает в аргоне между основным и дополнительным электродами. По мере разогрева катодов и испарения ртути давление повышается и остается излучение лишь паров ртути. Лампы такого типа носят название «интенсивного горения аргонно-ртутные».

Типичными ртутно-кварцевыми лампами высокого давления являются прямые ртутно-кварцевые лампы (ПРК). Их выполняют в виде трубок из кварцевого стекла, в концы которых впаяны активированные электроды из вольфрама. Колбу наполняют аргоном и небольшим количеством ртути.

Лампы типа ПРК используют как источники ультрафиолетового излучения. Их срок службы около 800 ч.

На рис. 2.15 представлена схема включения ламп ПРК. Конденсатор $C_1 = 300 \div 500 \text{ нф}$, служащий для облегчения зажигания ламп, образует с дросселем высокочастотный контур. Если лампа не зажигается, то кратковременно замыкают ключ K . Конденсатор $C_2 = 2 \div 3 \text{ мкф}$ подает на клеммы ламп кратковременный импульс высокого напряжения. Разгорание длится 10–15 мин. Металлическая пластина 1 облегчает предварительное зажигание.

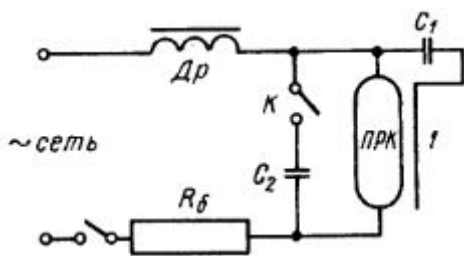
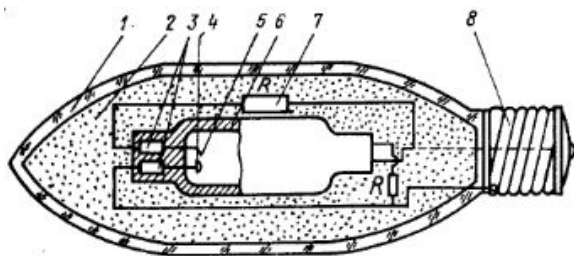


Рисунок 2.15. Схема включения ртутно-кварцевой лампы

толстостенной. В ней имеются два окисированных электрода и два электрода поджига (рис. 2.16).



1 – наружная колба; 2 – инертный газ; 3 – вводы; 4 – основной вольфрамовый электрод; 5 – электрод поджига; 6 – кварцевая горелка; 7 – ограничительное сопротивление; 8 – цоколь

Рисунок 2.16. Конструкция ртутно-кварцевой лампы сверхвысокого давления

топередачи, однако одновременно люминофор рассеивает видимое излучение, что уменьшает коэффициент светопередачи.

Ртутно-капиллярные лампы с водяным охлаждением состоят из разрядной трубки в виде толстостенного кварцевого капилляра, который помещается в рубашку с водяным охлаждением. Диаметр капилляра 1–2 мм. Давление паров ртути достигает 7,0–10,0 МПа, однако взрыв такой лампы не опасен, так как внутренний объем кварцевой колбы мал.

Яркость ламп достигает $10 \cdot 10^8$ кд/м². Работает лампа при высоком напряжении питания (киловольты) и включается в сеть через трансформатор. Излучение носит тепловой характер с отдельными ртутными пиками. Температура капилляра достигает 1073 К.

Ртутные шаровые лампы сверхвысокого давления (СВШ) изготавливают в виде толстостенных кварцевых колб шаровой формы, в которые на малых

Ртутно-кварцевые лампы сверхвысокого давления (СВД) трубчатой формы с естественным охлаждением представляют собой кварцевые газоразрядные трубки (кварцевые горелки), обычно заключенные в стеклянную колбу, которая наполнена инертным газом. Давление паров ртути в кварцевой горелке достигает 0,5–1,5 МПа, поэтому ее изготавливают

Вводы в кварцевую горелку выполняют из тонкой фольги платинита или молибдена, так как коэффициенты линейного расширения кварца и материала, из которого изготовлены вводы, различны.

Внутреннюю поверхность стеклянной колбы, как правило, покрывают люминофором, который преобразует УФ-излучение в видимое. При этом повышается качество цве-

расстояниях друг от друга впаяны два вольфрамовых активированных электрода конусообразной формы для фиксации разряда. Чтобы облегчить зажигание ламп, их часто снабжают дополнительным электродом из вольфрама.

Светящаяся часть разрядного промежутка имеет небольшие размеры и высокую яркость. Форма дуги зависит от температуры электродов и может быть цилиндрической, бочкообразной или стянутой к катодам. Лампы излучают, в основном, в видимой и УФ-областях и применяются в оптических приборах для получения узких и ярких пучков.

Давление паров ртути достигает 1,0–7,0 МПа. Поскольку электроды расположены близко друг к другу, лампы СВДШ могут работать от сети 127 или 220 В. Время разгорания ламп 2–5 мин. Срок службы в зависимости от типа ламп и условий эксплуатации меняется от 50 до 500 ч. Лампы выпускаются мощностью от 50 Вт до 2 кВт и отличаются высокой яркостью – $(15 \div 50) \cdot 10^7$ кд/м². Световая отдача ламп 50–60 лм/Вт.

Лампы этого типа могут применяться в оптических приборах для получения узких пучков, обладающих большими потоками, в электронной промышленности. Спектр ламп ДРШ преимущественно линейчатый при наличии сплошного спектра. Лампы излучают потоки в основном в видимой и УФ-областях спектра. В рабочем режиме разряд происходит в парах ртути, которая вводится в лампу в определенном количестве. Для облегчения зажигания в лампу вводится инертный газ. Напряжение сети переменного тока, в которой могут работать эти лампы, 127 и 220 В. Если расстояние между электродами очень мало, для питания ламп нужно уже пониженное напряжение 36 В, а иногда и 24 В. Лампы изготавливаются мощностью от 50 Вт до 10 кВт. С ростом мощности лампы увеличиваются размеры колбы лампы, уменьшается ее механическая прочность, снижается рабочее давление паров ртути в колбе лампы.

Общий вид ртутных ламп типа ДРШ показан на рис. 2.14.

Таблица 2.3.

Параметры шаровых ртутных ламп

Основные параметры лампы	Тип лампы		
	ДРШ-120	ДРШ-250	ДРШ-1000
Мощность, Вт	120	250	1000
Напряжение на лампе, В	125	72	90
Световой поток, лм	4200	12500	53000
Яркость в центре, Мкд·м ⁻²	100	100	120
Средний срок службы, ч	250	500	100
Габариты: длина, мм	200	145	232
диаметр, мм	97	40	58

Линейчатый спектр ртутных ламп находит широкое применение в фотонике и спектроскопии для градуировки приемников излучения и приборов. Для этого нежелательно использование ламп высокого давления, так как у них линии излучения сильно размыты. Для этого сконструированы специальные лампы, например, типа ДРГС-12 – ртутно-гелиевая с окном из увиолевого стекла. Спектральные линии лампы и их относительная интенсивность представлены в таблице.

Таблица 2.4.
Относительная интенсивность линий ртути в лампе ДРГС-12
(за 100 принята линия гелия 5867 Å)

Длина волн-ны, Å	Высота	Длина волн-ны, Å	Высота	Длина волн-ны, Å	Высота
2537	62	3126	8	4358	33
2654	1	3132	14	5461	25
2753	0,3	3341	1	5770	6
2804	0,3	3650	10	5791	6
2894	0,8	3655	3	6716	0,2
2925	0,1	3663	3	7372	0,2
2967	6	4047	11	10140	0,4
3022	2	4078	1		

При работе с лампами высокого давления следует соблюдать меры предосторожности, так как давление паров ртути достигает нескольких мегапаскалей, а температура колбы 973–1173 К. Обычно лампу помещают в металлический кожух с окном для выхода излучения.

В настоящее время разработаны газоразрядные металлогалогенные лампы на основе ртутных ламп с коротким межэлектродным промежутком. В кварцевую лампу, в которую впаяны два вольфрамовых электрода, вводят помимо смеси ксенона йодида ртути, йода.

Таблица 2.5.
Относительная интенсивность линий гелия в лампе ДРГС-12

Длина волн-ны, Å	Высота	Длина волн-ны, Å	Высота	Длина волн-ны, Å	Высота
2945	-	4686	-	6560	-
3188	0,7	4713	0,7	6678	-
3889	12	4922	2	7065	1
4026	0,6	5016	6	10830	22
4471	6	5876	100		

При зажигании лампы с помощью высоковольтного напряжения (800 В) ртуть быстро испаряется и обеспечивает стабильный разряд на электродах при рабочем напряжении питания.

В процессе горения лампы йодиды металлов испаряются в зоне разряда с температурой до 6000 К, распадаются на свободные атомы металла и йода. Вблизи стенок колбы, где температура составляет 1000 К, атомы йода и металлов соединяются и вновь образуют газообразное вещество – йодиды металлов, поэтому после зажигания металлгалогенной лампы в колбе начинается галогенный цикл. Активное участие в газовом разряде принимают свободные атомы металлов и йода, образовавшиеся в результате галогенного цикла.

Спектральные линии свечения металлических присадок и йода лежат в видимой области спектра, поэтому светоотдача металлгалогенных ламп значительно выше, чем ртутных (до 90 лм/Вт).

Использование галогенного цикла в газоразрядных лампах не только повышает световую отдачу и улучшает световую характеристику, но и защищает колбу от агрессивного металла – натрия. К тому же ультрафиолетового излучения у них значительно меньше, чем у ксеноновой лампы, что является большим преимуществом при использовании металлгалогенных ламп в проекционной технике (уменьшается выцветание фильма).

Во избежание охлаждения кварцевой колбы лампы воздухом она обычно заключается в колбу из закаленного стекла.

Натриевые лампы изготавливают в виде стеклянной газоразрядной трубки, заполненной неоном или гелием при низком давлении для обеспечения зажигания ламп и с небольшим количеством натрия, который при разряде испаряется. Давление паров натрия составляет 1 Па. Такое давление соответствует температуре 553–573 К, поэтому газоразрядную трубку помещают в стеклянную теплоизолирующую рубашку.

Излучение натриевой лампы в основном сосредоточено в резонансных линиях натрия: $\lambda = 0,5890$ и $\lambda = 0,5896$ мкм. Такие лампы используются при спектральных исследованиях. Время разгорания натриевых ламп составляет 4–15 мин, срок службы 800–3000 ч.

Цезиевые лампы, как и натриевые, выполняют в виде газоразрядных трубок, наполненных аргоном, в которые помещают небольшое количество цезия. Электроды, впаянные в газоразрядную трубку, изготавливают из вольфрама, активированного оксидами щелочно-земельных металлов. Чтобы поддерживать необходимую температуру, разрядную трубку помещают в стеклянную рубашку.

Давление паров цезия составляет несколько сотен паскалей. Излучение сосредоточено в близкой ИК-области от 0,8 до 1 мкм, резонансные линии излучения 0,8943 и 0,8521 мкм.

В видимой области лампа излучает слабо. Излучение цезиевой лампы хорошо модулируется до частоты $10\ 000\ Гц$. Цезиевые лампы изготавливают мощностью $50, 100, 500\ Вт$.

Имеются данные, что при высоких давлениях паров цезия разряд должен давать излучение, непрерывное по спектру и соответствующее температуре $5000\ К$ со световой отдачей $90\text{--}120\ лм/Вт$.

Трудности создания таких ламп заключаются в том, что при высоких температурах цезий разрушает стекло.

В циркониевых дуговых лампах дуговой разряд происходит в парах циркония и аргона. Катод лампы выполняют из тугоплавкого металла (вольфрама, молибдена или тантала) в виде трубки, которую наполняют порошком двуокиси циркония. Анод имеет форму кольца из вольфрама или молибдена.

Излучение выходит через отверстие в кольце. Колба, выполненная из стекла, наполнена аргоном. При дуговом разряде на торце катода появляется небольшое яркое пятно. Верхний слой циркония расплавляется и испаряется, образуя в лампе атмосферу из паров циркония.

При мощности $100\ Вт$ средняя яркость составляет $3,9 \cdot 10^7\ кд/м^2$, а наибольшая сила света $77,0\ кд$.

В газовых лампах высокого и сверхвысокого давления используется дуговой разряд в тяжелых инертных газах (аргоне, криптоне или ксеноне) при больших плотностях тока и давлениях от одной десятой до единиц мегапаскалей. Спектр излучения ламп – непрерывный с ярко выраженными полосами на участке от $0,820$ до $1\ мкм$.

В отличие от ртутных ламп и ламп с парами металлов в газовых лампах давление при разряде меняется слабо, что способствует быстрому разгоранию ламп, а также тому, что световые характеристики их мало зависят от внешних условий.

Для наполнения ламп чаще используют ксенон, который обеспечивает наиболее стабильное положение разряда. Конструктивно ксеноновые лампы выполняют аналогично ртутным лампам СВДШ.

Лампы этого типа изготавливают с естественным и искусственным охлаждением, причем искусственное охлаждение может быть как воздушным, так и водяным.

Ксеноновые лампы высокого давления имеют яркость от 900 до $2000\ Мкд/м^2$. Их широко применяют в кинопроекторной аппаратуре, что намного упрощает обслуживание киноустановки по сравнению с киноустановкой с дуговым источником.

В настоящее время ксеноновые лампы являются преимущественно лампами постоянного тока, так как дуга переменного тока, находящаяся под высоким давлением, разрушает электроды ламп, что сокращает срок их службы. У ламп постоянного тока анод делают массивнее катода, поскольку он нагревается электронной бомбардировкой и конвекцией, в то время как катод ох-

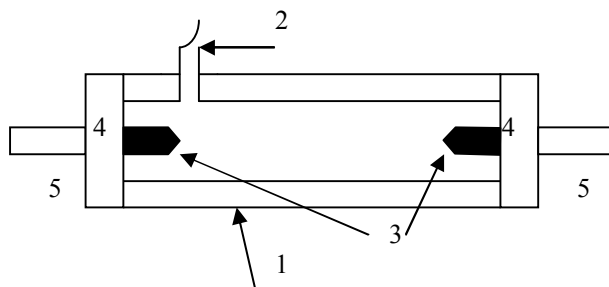
лаждается за счет эмиссии электронов. Такая лампа может работать только в вертикальном положении. При большом отклонении от вертикального положения конвекционные потоки сдувают дугу, и работа лампы становится неустойчивой. В рабочем положении анод всегда располагают в верхней части лампы, для того чтобы встречные потоки газа и электронов не нарушали устойчивого горения дуги.

Колбы ксеноновых ламп изготавливают из кварца в виде шара. Лампы большой мощности имеют лишь два электрода из вольфрама, близко расположенные друг к другу (для облегчения зажигания). Колба лампы нагревается до 973–1173 К. Поскольку внутри лампы давление высокое, она взрывоопасна.

2.6 Газоразрядные импульсные лампы для накачки твердотельных лазеров

Оптическая накачка твердотельных лазеров требует применения источников оптического излучения, способных создать свет нужного спектрального состава и достаточно высокой интенсивности. Наилучшим образом для этих целей подходят газоразрядные лампы, наполненные ксеноном или криптоном или их смесью при достаточно высоком давлении газа. Лазерная система накачки кроме лампы (или ламп) включает также осветитель, в котором размещаются как лампы, так и активный стержень. Мощные твердотельные лазеры работают в импульсном или частотно-импульсном режимах. Система накачки должна функционировать в таких же режимах, поэтому применяют импульсные газоразрядные лампы.

В мощных твердотельных лазерах, как правило, применяются прямолинейные трубчатые лампы, их устройство показано на упрощенной схеме рис. 2.17.



- 1- кварцевая оболочка; 2- стержень;
3- электроды; 4- металлические колпачки;
5- выводы

Рисунок 2.17. Схема прямой импульсной лампы

При внешней простоте технология изготовления таких ламп представляет серьезные трудности. Оболочка лампы (1) изготавливается из кварцевого стекла высокого качества. Поэтому выходящее наружу излучение разряда содержит заметную составляющую в области ультрафиолета, начиная примерно от 220 нм. Кроме хорошего пропускания излучения в диапазоне от 220 нм до примерно 1 мкм, кварцевое стекло способно выдерживать повышенные термические нагрузки. Но при этом обрабатывать кварц обычными газовыми горелками, с помощью которых производят пайку силикатного стекла, невозможно, приходится пользоваться кислородными горелками, температура пламени которых не ниже примерно 2000 °С. Торцы кварцевой трубки закрываются металлическими колпачками (4). Колпачки скрепляются с кварцевым стеклом специальным герметичным цементом. Коэффициент теплового расширения металла колпачков и цемента должен совпадать с коэффициентом теплового расширения кварцевого стекла, в противном случае во время горения лампы произойдет ее разгерметизация. После вакуумной обработки, внутренняя полость лампы заполняется рабочим газом через откатной штенгель (2) до давлений порядка нескольких сотен тор, после чего штенгель запаивается пламенем кислородной горелки.

Особые требования предъявляются к электродам (3). Материал, из которого они изготавливаются, должен быть тугоплавким, но вместе с тем иметь высокую эмиссионную способность. Первоначально электроды делались из торированного вольфрама, но у этого материала эмиссионная способность была недостаточной. Поэтому происходило постепенное распыление электродов, затемнение оболочки и, соответственно, снижение светового потока лампы. К настоящему времени разработаны специальные сплавы, позволившие заметно улучшить работу электродов в лампе. Тем не менее, срок службы импульсной лампы в основном определяется работоспособностью электродов.

В процессе световой вспышки импульсной лампы выделяют три стадии. Вначале осуществляется пробой разрядного промежутка и инициирование разряда. Вторая стадия характеризуется расширением разрядного канала вплоть до заполнения им всего поперечного сечения трубки. Обычно длительность первых двух этапов не превышает 10 мкс. Наступающую после этого стадию называли квазистационарной, она продолжается несколько миллисекунд. Именно третья стадия создает интенсивный поток светового излучения, используемый для накачки стержней. В прямых импульсных лампах, применяемых для оптической накачки, расстояние между электродами составляет несколько десятков сантиметров, а давление газа близко к атмосферному. В таких условиях прямой пробой разрядного промежутка невозможен. Инициирование разряда осуществляется ионизацией межэлектродного промежутка вспомогательным маломощным источником высокого напряжения (в том числе применяется и ВЧ источник). Для создания иницирующего разряда используется внешний или внутренний вспомогательный электрод.

трод. Обычно электродом служит тонкий оголенный провод, прижатый к наружной поверхности оболочки лампы. Механизм инициирования разряда

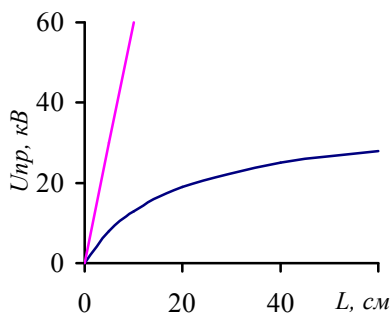


Рисунок 2.18. Зависимость пробивного напряжения от разрядного промежутка

основан на взаимодействии вспомогательного электрического импульса со статическими зарядами на стенке лампы. Межэлектродный промежуток электрически разделяется на несколько коротких эквивалентных промежутков, последовательно пробиваемых один за другим. Для пробоя короткого промежутка вполне хватает напряжения вспомогательного источника. Сказанное наглядно иллюстрируется графиком рис. 2.18, пробивное напряжение при использовании вспомогательного электрода (кривая 2) существенно ниже напряжения прямого пробоя (кривая

1). Иницируемый описанным способом разряд возникает в виде узкого искрового канала, прижатого к стенке, у которой расположен вспомогательный электрод. Через этот канал начинает протекать ток основного разряда. Это уже вторая стадия разряда и она характеризуется быстрым нарастанием разрядного тока, что сопровождается бурными газодинамическими процессами. Появляются ударные волны, заметная турбулентность возникающей плазмы, и почти вся вкладываемая в разряд энергия расходуется на эти процессы, а не на излучение. К концу второй стадии разрядный канал расширяется и заполняет все внутреннее сечение трубки. На этой стадии газ быстро нагревается и термализуется, а после заполнения плазмой всего сечения трубки газодинамические процессы затухают, и наступает третья стадия развития.

На всем ее протяжении геометрия канала практически не меняется, в плазме достигается состояние локального термодинамического равновесия. Под термическим равновесием понимается такое состояние плазмы, при котором в каждом не слишком маленьком объеме, существенно превышающем сферу дебаевского радиуса, это состояние полностью характеризуется двумя термодинамическими параметрами. Например, температурой и давлением газа или температурой и плотностью частиц газа. Оба параметра меняются от одного элементарного объема до другого и от одного момента времени к другому, но в каждой точке области разряда в каждый момент времени все свойства плазмы определяются локальными мгновенными значениями этих параметров. Такое состояние существенно облегчает возможность расчета электрических и излучательных свойств разряда. В силу таких обстоятельств эту стадию разряда назвали квазистационарной.



Рисунок 2.19. Внешний вид импульсных ксеноновых газоразрядных ламп накачки твердотельных лазеров

Излучение плазмы, прежде всего, характеризуется спектральными распределениями интенсивности и коэффициента поглощения, а также суммарным потоком лучистой энергии. Спектральный состав излучения складывается из линейчатого (связано-связанные переходы) и непрерывного (свободно-связанные и свободно-свободные переходы) излучений. Разряды в инертных газах при давлениях порядка атмосферного и при относительно больших плотностях разрядного тока существенную часть энергии излучают в непрерывном спектре, называемом континуумом. Так, лампа с ксеноновым наполнением излучает спектр, очень близкий к солнечному. В диапазоне длин волн от ~ 300 до ~ 800 нм подавляющая часть лучистой энергии приходится на непрерывный спектр с максимумом в районе ~ 500 нм. На этом мощном фоне выделяется совсем небольшое число спектральных линий. Но в области от 820 до примерно 1100 нм располагаются очень мощные ИК-линии, значительно превышающие континуум. Поэтому ксеноновые лампы используются не только как мощные источники видимого света, но и как источники инфракрасного излучения.

Импульсные лампы выпускают в цилиндрических и шаровых стеклянных и кварцевых колбах. Импульс оптического излучения можно охарактеризовать:

- 1) силой света (в энергетических единицах – мощностью, излучаемой всем светящимся объемом в единицу телесного угла) в различные моменты времени и ее интегралом по времени (так называемым осваиванием);
- 2) яркостью (или энергетической яркостью) различных участков светящегося объема (тоже в различные моменты времени) и ее интегралом по времени (интегральной яркостью Λ);
- 3) оптической глубиной излучаемого слоя или поглощением собственного излучения плазмой разряда;
- 4) спектральным распределением.

Спектр излучения импульсных ламп (рис. 2.20) в видимой области является сплошным и соответствует цветовой температуре 6000 К. В ближней

ИК-области (0,75–1,2 мкм) наблюдаются мощные полосы резонансного излучения с общим количеством энергии, равным примерно энергии излучения в видимой области. Сплошное излучение играет заметную роль в УФ- и видимой области.

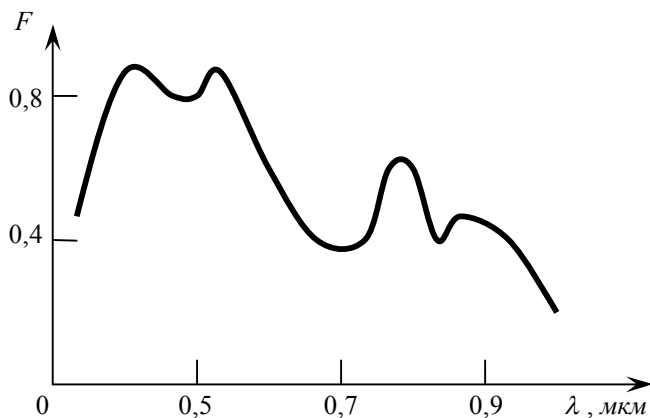


Рисунок 2.20. Спектр излучения ксеноновой лампы накачки

Таблица 2.6.

Основные параметры некоторых импульсных ламп накачки лазеров (рис. 2.19)

Тип лампы	Длина, см	$U_{\text{зажиг}}, В$	$E_{\text{разр}}, Дж$	$\tau_{\text{имп}}, мкс$	$f_{\text{повт}}, Гц$	$T_{\text{служ}}, \text{имп}$
ИНП-7/80А	170	720	440	1000	10	10^7
ИНП-7/120А	210	880	660	1200	10	10^7
ИФП-800	304	700	800	5000	50	10^7
ИФП-3000	470	2000	2000	5000	1	$5 \cdot 10^4$

2.7 Источники излучения в вакуумной УФ-области спектра

В зависимости от задач измерений к источникам излучения для вакуумной УФ-области (0,5–180 нм) предъявляются различные требования.

Источники, предназначенные для возбуждения и исследования фотохимических реакций, должны создавать большой световой поток в нужной спектральной области, в то время как распределение энергии внутри выделяемого интервала длин волн несущественно.

Источники, предназначенные для наблюдения спектров поглощения, должны давать равномерный сплошной спектр в нужном спектральном интервале.

Источники, используемые для исследования распределения энергии в спектре и для энергетической градуировки приборов, должны иметь определенное спектральное распределение яркости и обеспечивать воспроизводимость параметров излучения.

При спектральных измерениях в вакуумной УФ–области спектра используют водородные лампы, лампы со сплошным излучением инертных газов, ксеноновые и криптоновые резонансные лампы.

Источники, применяемые в УФ–области, можно разделить на две группы. К первой группе относятся безоконные источники, вакуумные или работающие на проточном газе, ко второй – лампы с окнами. Вследствие ограниченного выбора материалов, прозрачных в вакуумной ультрафиолетовой области спектра, и технологических трудностей присоединения окон к колбам ламп большее распространение получили источники безоконного типа. Источники с окнами находят применение лишь в области длин волн более 0,12 мкм. В качестве материалов для окон используется особо прозрачный плавленый кварц, лейкосапфир, фтористый литий, флюорит и некоторые другие.

Водородные лампы излучают спектр, состоящий в вакуумной УФ–области из сплошного спектра (континуума) при длинах волн более 170 нм, многолинейчатого молекулярного спектра и резонансных линий атомарного водорода с длинноволновой линией 121 нм.

Для исследования спектров поглощения используется излучение разряда инертных газов – аргона, криптона и ксенона, – возбуждаемых с помощью высокочастотного разряда. Для фотохимических исследований применяются ксеноновые и криптоновые резонансные лампы, содержащие в вакуумной УФ–области только одну или две резонансных линии, излучаемых в дуговом или тлеющем разряде при малой плотности тока или в безэлектродном разряде при низком давлении газа.

3 СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ

Светоизлучающие диоды – СИДы, в самом простейшем случае являются диодом с p - n -гомопереходом, смещенным в прямом направлении. Рекомбинация пар электрон-дырка в обедненной зоне генерирует свет и часть его выходит из диода и может быть собрана. Излучаемый свет некогерентен, имеет достаточно широкий спектр (30–60 нм) и излучается в конусе под относительно большим углом.

Структура СИДа может быть классифицирована как структура с излучающей поверхностью или с излучающим срезом, в зависимости от того, излучает ли СИД свет из поверхности, параллельной плоскости перехода, или из среза области перехода. На рис. 3.1 показана конструкция этих двух типов СИДа. Оба типа могут быть сформированы путем использования либо p - n -гомоперехода, либо гетероструктуры, в которой активная область окружена слоями подложки p - и n -типов. Диод на основе гетероструктуры обладает лучшими характеристиками. Он обеспечивает управление во всей области эмиссии и позволяет устранить внутреннюю абсорбцию, благодаря прозрачности слоев подложки.

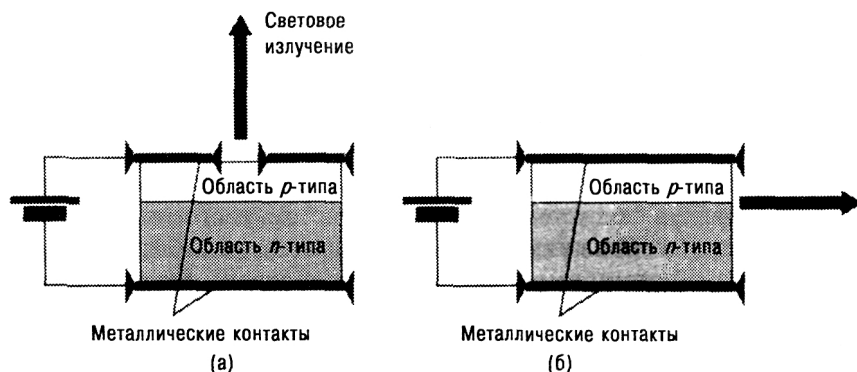


Рисунок 3.1. Поперечный разрез СИДа с излучающей поверхностью (а) и СИДа с излучающим срезом (б)

Принцип действия таких светодиодов основан на явлении электролюминесценции при протекании тока в структурах с p - n -переходом, и эффективном преобразовании электрической энергии в световую. Когерентное монохроматическое или спонтанное высвечивание (люминесценцию) в полупроводнике можно получить рядом методов возбуждения (накачки): оптическим возбуждением, воздействием на полупроводник пучком быстрых электронов с высокой энергией, возбуждением полупроводниковых материалов импульсами электрического поля (ударной ионизацией).

Наиболее распространен метод возбуждения при инжекции носителей через p - n -переход. Рассмотрим инжекционное возбуждение на примере p - i - n -перехода (рис. 3.2).

В идеальном полупроводнике при температуре абсолютного нуля валентная зона полностью занята электронами, а зона проводимости полностью свободна, и полупроводник является изолятором. При температуре выше абсолютного нуля вследствие теплового возбуждения часть валентных электронов переходит в зону проводимости; в валентной зоне при этом возникают свободные места – дырки.

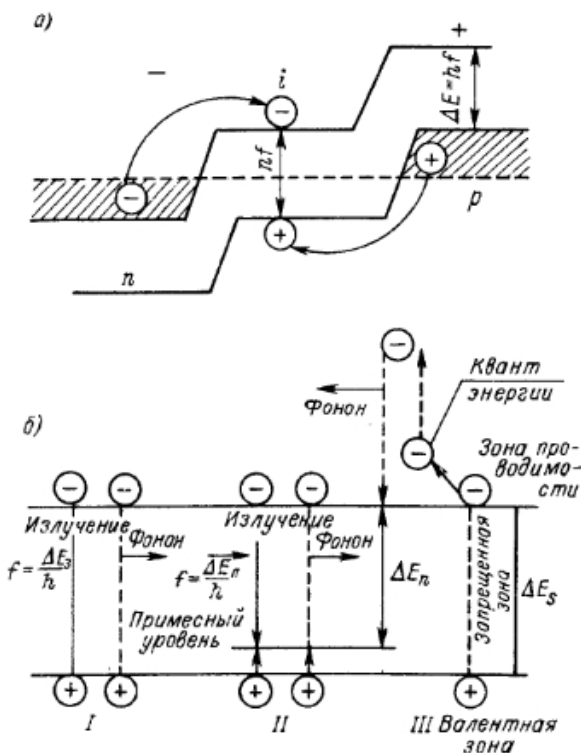
Термодинамическое равновесие характеризуется наличием равновесных концентраций основных носителей – дырок и электронов – соответственно в областях p и n , которые способны рекомбинировать с носителями противоположного знака в случае инжекции последних извне.

Если приложить к переходу типа p - i - n напряжение в прямом направлении, то в зоне i появляются носители обоих знаков. При рекомбинации этих носителей энергия от внешнего источника напряжения передается решетке полупроводника в виде тепловой или выделяется в виде световой энергии. Потенциальный барьер между областями p и n снижается, и электроны из области n диффундируют в область объемного заряда (зона I на рис. 3.2,а) и в область p , создавая там избыточную (неравновесную) концентрацию.

Аналогично возникает избыточная концентрация дырок в области n и слое объемного заряда. На рис. 3.2,б на примере зонно-примесной структуры полупроводника показаны основные явления при рекомбинации. Если электрон или дырка переходят из одной зоны в другую, рекомбинация называется межзонной, или собственной (I). Во втором случае (II) переход осуществляется через примесный уровень. Такая рекомбинация называется примесной. Возможен и третий случай рекомбинации (III). В результате межзонной или примесной рекомбинации при исчезновении пары (электрона и дырки) выделяется энергия, определяемая в первом случае шириной запрещенной зоны ΔE_z , а во втором – шириной ΔE_{II} от зоны проводимости до примесного уровня. Энергия может выделяться в виде светового кванта ($f = \Delta E / h$) или передаваться в виде тепла (фонона) кристаллической решетке. В третьем случае энергия рекомбинирующей пары передается третьему свободному носителю тока, который в дальнейшем отдает полученную энергию в виде фонона. Переходы с выделением световых квантов называют излучательными, а в случае выделения фононов – безызлучательными.

Наилучшими свойствами для излучательной рекомбинации обладает арсенид галлия GaAs. В зависимости от числа инжектированных носителей по отношению к состоянию термодинамического равновесия в зоне проводимости увеличивается, а в валентной зоне уменьшается уровень населенности допустимых состояний. При малом уровне инжекции это отклонение может привести к спонтанным переходам, т.е. к люминесценции, а при большой инжекции – после достижения инверсии населенности – к лазерному эффекту

(интенсивному, когерентному, монохроматическому высвечиванию с малым углом расходимости луча).



I – переход типа зонно–зона;

II – зона – примесный уровень;

III – переход с возбуждением электрона в зоне проводимости: сплошная линия – излучающие переходы; пунктирная линия – неизлучающие переходы

Рисунок 3.2. Расположение энергетических зон и уровня Ферми светодиода с p - n -переходом и механизм рекомбинации в модели зон полупроводника: а – расположение энергетических зон и уровня Ферми светодиода с p - i - n -переходом; б – механизм рекомбинации в модели зон полупроводника

3.1 Спектральные характеристики люминесцентных светодиодов

Светодиоды излучают в спектральном интервале до нескольких десятков нанометров. Длина волны излучения определяется энергетической шириной зон полупроводника, чаще всего шириной запрещенной зоны ΔE_3 : $\lambda = (hc)/\Delta E_3$. Известные в настоящее время полупроводниковые материалы позволяют создавать источники света в видимой и ИК-областях спектра. На рис. 3.3 показаны спектры излучения светодиодов.

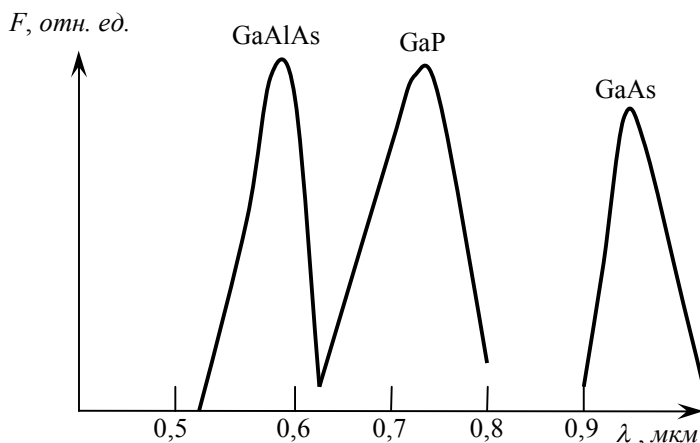


Рисунок 3.3. Спектральные характеристики светодиодов

Спектральные характеристики светодиодов зависят от рабочего диапазона температур.

Спектр светодиода на основе GaAs, легированного Zn и Fe, при комнатной температуре имеет длину волны в максимуме $\lambda_{max} = 0,91 \text{ мкм}$ и ширину на уровне 0,5 максимального значения $\Delta\lambda_{0,5} = 0,03 \text{ мкм}$. При повышении температуры λ_{max} увеличивается, а при понижении — уменьшается, так же как и ширина спектральной кривой. Изменение λ_{max} составляет приблизительно $0,3 \text{ нм/К}$.

Для GaAs, легированного Si и Fe, $\lambda_{max} = 0,96 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,03 \text{ мкм}$. При изменении температуры λ_{max} изменяется слабо.

Для светодиодов на основе GaP, легированных Zn, Fe и O_2 , $\lambda_{max} = 0,68 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,03 \text{ мкм}$. Для светодиодов на основе a-SiC модификации 6H, легированных B и N, $\lambda_{max} = 0,6 \text{ мкм}$, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,1 \text{ мкм}$ с малым сдвигом от температуры. Используя иные активаторы люминесценции в указанных материалах, можно получить светоизлучающие структуры с другим спектральным составом.

Спектральные характеристики светодиода зависят также от плотности тока в p - n -переходе. При малых плотностях свободных носителей в зонах излучательная (прямая) рекомбинация маловероятна. Повышение же концентрации носителей увеличивает интенсивность рекомбинации.

Уменьшение энергии фотона, соответствующей максимуму спектра, при возрастании температуры обусловлено в основном сужением запрещенной зоны. Полуширина спектра слабо увеличивается с ростом температуры.

3.2 Эффективность люминесценции

При заданной энергии возбуждения наряду с излучательной рекомбинацией протекают конкурирующие безызлучательные процессы (рис. 3.4.). Квантовая эффективность люминесценции определяется как отношение числа возбужденных носителей, дающих вклад в излучение, к полному числу носителей, участвующих в рекомбинации, и может быть выражена через времена жизни следующим образом:

$$\eta = \frac{R_r}{R} = \frac{\tau}{\tau_{nr} + \tau_r}, \quad (3.1)$$

где τ_r и τ_{nr} – времена жизни излучательной и безызлучательной рекомбинации соответственно, а R_r и R – скорости излучательной и полной рекомбинации.

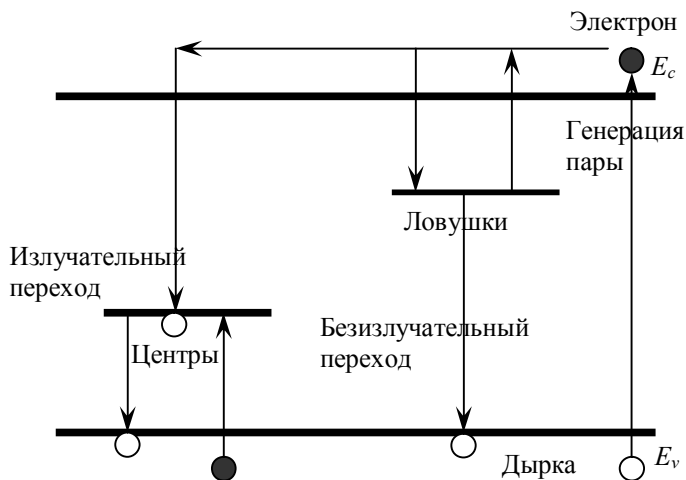


Рисунок 3.4. Процессы излучательной и безызлучательной рекомбинации

Для полупроводниковых слоев p -типа проводимости скорость рекомбинации и время жизни связаны соотношением:

$$R = \frac{n - n_0}{\tau} . \quad (3.2)$$

Аналогично для слоев n -типа:

$$R = \frac{p - p_0}{\tau} , \quad (3.3)$$

где n_0 и p_0 – концентрации электронов и дырок в состоянии теплового равновесия, а n и p – электронная и дырочная концентрация при оптическом возбуждении. Время жизни τ неравновесных носителей дается выражением

$$\tau = \frac{\tau_r \tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}} . \quad (3.4)$$

Из уравнения видно, что для обеспечения высокой квантовой эффективности время жизни τ_r должно быть мало. С ростом температуры эффективность уменьшается и для светодиодов на арсениде галлия имеет значения около 40, 32 и 7% при температурах 20, 77 и 300 K соответственно.

Основной характеристикой излучающих светодиодов является внешний квантовый выход, рассматриваемый как произведение внутреннего квантового выхода и коэффициента вывода излучения (или оптической эффективности) прибора:

$$\eta_q = \eta_{\text{вн}}(T, I) \eta_0 , \quad (3.5)$$

где $\eta_q, \eta_{\text{вн}}$ – внешний и внутренний квантовые выходы; T – температура, K; I – интегральный ток в переходе; η_0 – оптическая эффективность конструкции.

Внешний квантовый выход светодиода можно определить следующим образом:

$$\eta_q = \frac{P_e / h f}{I / e} , \quad (3.6)$$

где в числителе – число излученных за 1 с фотонов, а в знаменателе – число носителей, введенных в переход за 1 с; P_e – интегральная мощность внешнего излучения светодиода; h – постоянная Планка; f – частота излучения; e – заряд электрона. Коэффициент полезного действия светодиода

$$\eta_e = \frac{P_e}{UI} , \quad (3.7)$$

где U – приложенное к диоду напряжение.

Энергия кванта излучения равна $hf = eU_r \approx \Delta E_z$, где U_r – разность потенциалов, соответствующая ширине запрещенной зоны. Отсюда можно получить связь между КПД (η_e) и внешним квантовым выходом

$$\eta_e = \eta_q \frac{U_r}{U} . \quad (3.8)$$

Для оптико-электронных приборов в первую очередь имеет значение внешний квантовый выход. Он, как правило, меньше внутреннего квантового

выхода, что обусловлено поглощением генерируемого в p - n -переходе (десятые доли микрометра) излучения в толще полупроводника и контактах, а также френелевскими потерями на отражение на границе полупроводник – среда, в которую выходит излучение.

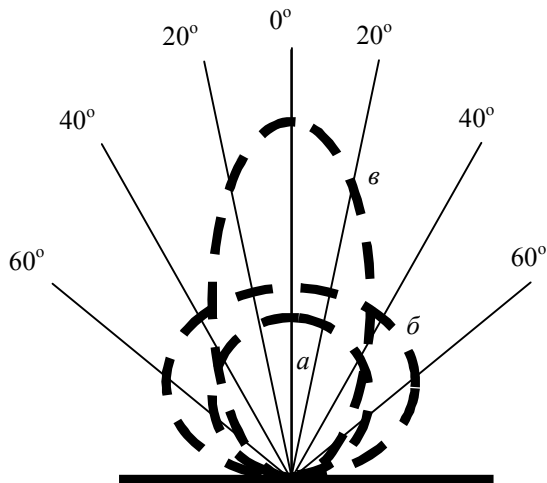
Инжекционные светодиоды практически представляют собой точечные источники излучения. Диаграмма направленности излучения у них существенно зависит от конструкции и оптических свойств материалов n - и p -типов (рис. 3.5).

Наиболее высокий внешний квантовый выход при комнатной температуре имеют отечественные светодиоды из GaAs, изготовленные методом жидкостной эпитаксии. При токе 100 мА мощность их излучения достигает 21 мВт, что соответствует внешнему квантовому выходу 16%. Если контакты для них выполнены из золота и титана, то срок их службы достигает 20 000 ч (за время срока службы мощность излучения при заданном токе уменьшается вдвое по сравнению с первоначальной).

Рисунок 3.5. Диаграмма направленности излучения светодиодов с плоской (а), полусферической (б) и параболической (в) геометрией

Светодиоды из фосфида галлия в настоящее время изготавливают с красным и зеленым цветами свечения (большой КПД имеют источники красного цвета, однако он у них во много раз меньше, чем у светодиодов из арсенида галлия). Наиболее эффективные светодиоды из фосфида галлия для красной области получают также жидкостной эпитаксией. Такие светодиоды имеют квантовый выход до 1,3%. Интенсивность излучения у них пропорциональна силе тока в диапазоне от 1 до 10 мА. мощность достигает 0,1–0,2 мВт.

Эффективность светодиодов из фосфида галлия зеленого свечения ниже эффективности световодов красного свечения. Внешний квантовый выход зеленых светодиодов составляет примерно 10^{-4} , постоянная времени 10–200 нс. Яркость зеленых светодиодов из фосфида галлия очень высока. При токе в 200 мА светодиодов фосфида галлия имеет яркость 10^6 кд/м². При этом излучается 1,5 мкВт с p - n -перехода диаметром 0,18 мм, $\lambda_{max} = 560,0$ нм.



Светодиоды из карбида кремния различных модификаций имеют различный цвет свечения. Модификация 4Н – зеленый, 6Н – желтый, 3С – невидимый ($\lambda = 0,8 \text{ мкм}$). Квантовый выход у этих модификаций примерно одинаков, но яркость различна из-за разной чувствительности человеческого глаза. Модификация 4Н имеет яркость 120 кд/м^2 уже при плотности тока $0,75 \text{ А/см}^2$. В импульсном режиме яркость может достигать 10^4 кд/м^2 .

Другим важным параметром, который должен учитываться при конструировании светодиодов для оптических систем связи, является диапазон рабочих частот. При внешнем возбуждении скорость полной излучательной рекомбинации определяется выражением:

$$R_r = \frac{G_{np}}{n_0 p_0}, \quad (3.9)$$

где G – скорость полной термической генерации. Обычно это соотношение записывается следующим образом:

$R_r = Bnp$, где B – константа излучательной рекомбинации. При достаточно низких уровнях возбуждения, таких, что в материале p -типа $p \approx p_0$, время жизни излучательной рекомбинации становится равным

$$\tau_r = \frac{n - n_0}{R_r} \cong \frac{1}{Bp_0}, \quad (3.10)$$

а для материала n -типа, когда $n \approx n_0$,

$$\tau_r = \frac{p - p_0}{R_r} \cong \frac{1}{Bn_0}. \quad (3.11)$$

Предельная частота светодиода

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (3.12)$$

Как следует из уравнений (3.10 – 3.12), при увеличении концентрации τ уменьшается, а f_c растет. Для достижения высоких значений частоты необходимо уменьшать толщину рекомбинационной области и увеличивать концентрацию носителей.

Длительность переднего и заднего фронтов светового импульса в основном зависит от постоянной времени RC , индуктивности диода и цепи питания, а также от температуры. Фронты импульсов света у некоторых типов светодиодов при комнатной температуре могут быть равны нескольким наносекундам (и даже одной наносекунде), частота повторения импульсов достигает десятков мегагерц.

Светодиоды на основе GaAs имеют фронты нарастания 10 нс , а спада $50\text{--}70 \text{ нс}$.

Светодиоды на основе GaP при подаче на них импульса напряжения в обратном направлении, а также сплавные светодиоды на основе SiC при прямом и обратном напряжении имеют фронты, составляющие единицы наносекунд.

4 Источники когерентного излучения

В лазере, как и в любом другом естественном или искусственном источнике света, электромагнитные волны испускаются при переходе элементарного излучателя – атома или молекулы – из возбужденного в нормальное, невозбужденное, состояние. Известно, что для возбуждения атомов им необходимо сообщить дополнительную энергию. В лампе накаливания, например, это тепловая энергия, выделяющаяся при протекании электрического тока по нити накала.

В таких источниках света, как Солнце, лампа накаливания, светодиод и другие, электромагнитные волны испускаются атомами или молекулами несогласованно во времени и по самым разнообразным направлениям. Объясняется это тем, что переход электронов в атомах с возбужденных уровней совершается самопроизвольно (спонтанно) и на разные уровни. Вследствие этого излучение отдельных элементарных излучателей различается по частоте, амплитуде и фазе. Такое излучение называется некогерентным. В лазере на элементарные излучатели, находящиеся в возбужденном состоянии, воздействует электромагнитная волна, частота которой совпадает с частотой колебаний, вызвавших возбуждение атомов. В результате такого воздействия электроны атомов совершают вынужденные (индуцированные) переходы на одни и те же нижние энергетические уровни, испуская фотоны, обладающие такой же энергией и движущиеся, в ту же сторону, причем фаза возбуждаемой волны совпадает с фазой волны, воздействовавшей на атомы. Поэтому все элементарные излучатели в лазере генерируют свет согласованно, в одном направлении, с одинаковой частотой и фазой. Такое излучение называется *когерентным*. Высокая степень когерентности определяет уникальные свойства лазерного излучения – высокую монохроматичность (узкий интервал частот) и узкую направленность.

В обычных условиях (при тепловом равновесии) на верхних уровнях энергии находится меньше частиц, чем на нижних. Поэтому при распространении света в обычной среде интенсивность светового потока уменьшается из-за преобладающего влияния процессов поглощения. Если же в среде создана инверсная населенность, т.е. число частиц на верхнем, возбужденном, энергетическом уровне больше числа частиц на нижнем уровне, то процесс испускания будет преобладать над процессом поглощения и электромагнитная волна, распространяющаяся в среде, будет не ослабляться, усиливаться. Среда, в которой создана инверсная населенность, называется активной. Для создания инверсной населенности необходима дополнительная энергия. Эта энергия сообщается среде специального источника – так называемой системы накачки. Под воздействием источника накачки в активной среде создается избыточная населенность некоторых уровней. Таким образом, в лазере подводимая от источника накачки энергия (затрачиваемая работа) преобразуется при вынужденном испускании в энергию когерентного оптического излуче-

ния. Коэффициент преобразования (КПД), лазера находится в пределах от долей процента до 40%.

Для получения высокой временной и пространственной когерентности (монохроматичности и узконаправленности) излучения лазера активную среду помещают в оптический резонатор, например систему плоских зеркал, одно из которых частично прозрачно. Излучение возбужденных атомов активной среды многократно проходит между зеркалами резонатора. В результате в резонаторе формируется сложное электромагнитное поле, представляющее собой набор стоячих волн.

Стоячая волна образуется при сложении двух бегущих в противоположные стороны электромагнитных волн одной и той же длины. Из многих волн, возникающих в активной среде, усиливаться будут лишь те, длина которых на удвоенной длине резонатора (прямой и обратный проход) укладывается целое число раз. В этом случае прямая и обратная волна будут усиливаться в результате интерференции.

Длины этих волн можно найти из условия $n\lambda = 2L$, где L – длина резонатора, а n – целое число. Таким образом, $\lambda_n = 2L/n$.

Длина λ_n стоячей волны определяет тип колебаний резонатора, или моду. В резонаторе одновременно может возбуждаться много мод. Работу в узком диапазоне частот возможно обеспечить, помещая внутрь резонатора селективный, т.е. избирательный элемент, выделяющий одну из мод. Таким образом, лазер является устройством, позволяющим сосредоточить всю энергию излучения в конечном числе мод. Например, для гелий-неонового лазера работающего в одномодовом режиме, излучение сосредоточено в полосе частот $\Delta\nu \approx 1$ МГц. Линейный угол расходимости лазерного луча определяется дифракцией на зеркалах резонатора $\theta \approx \lambda/D$, где D – диаметр лазерного пучка и у твердотельных лазеров составляет $\sim 10^{-4}$ мрад, а у полупроводниковых лазеров – десятки градусов.

Лазеры различают по агрегатному состоянию активной среды, разделяя их на твердотельные (в этой группе отдельно рассматривают полупроводниковые лазеры), жидкостные и газовые. Далее, лазеры подразделяются на группы по способу накачки: существует оптическая накачка, электрическая и электроразрядная накачки, химическая накачка и накачка с использованием потоков заряженных микрочастиц, прежде всего электронов. Далее, различают лазеры по режиму их функционирования: используется три таких режима – импульсный, частотно-импульсный и непрерывный.

Это, прежде всего HeNe и CO₂ лазеры, активная газовая среда у которых состоит из определенной смеси газов, где главную роль играют молекулы двууглекислого газа. Накачка таких лазеров производится с помощью электрического разряда в газе или комбинированным способом, когда к разряду добавляется поток быстрых электронов. Мощное лазерное излучение может быть получено и в некоторых других лазерных системах. Например, созданы мощные химические лазеры, использующие в активной среде соединения DF

и HF. Они генерируют излучение в инфракрасной области спектра на длинах волн 3-4 мкм с мощностью до нескольких сотен кВт.

Другой тип лазеров, подлежащий рассмотрению – твердотельные лазеры. Накачка этих лазеров осуществляется оптическим путем с использованием высокоинтенсивных импульсных источников света.

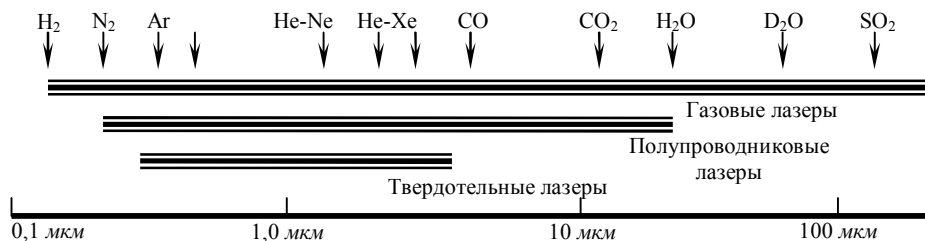


Рисунок 4.1. Диапазоны и длины волн генерации лазеров

4.1 Молекулярные лазеры

4.1.1 Лазеры на CO₂

Известно более 100 типов молекулярных лазеров, выпускаемых промышленностью. Активная среда таких лазеров представляет собой смесь газов, принципиально важными компонентами которой служат например молекулы CO₂ и азота N₂. Электрический разряд создает плазму, которая и является активной лазерной средой.

Процесс возбуждения молекулы CO₂ активно протекает в электрическом разряде, организуемом в среде таких молекул. В этом случае внутри каждой колебательной моды v_i протекает интенсивный обмен энергией между молекулами и быстро достигается *термализация* – квазиравновесное состояние с распределением населенностей на разных уровнях моды по закону Больцмана. Это позволяет говорить о наличии *внутримодовой температуры возбуждения* T_{v_j} :

$$n_k \approx n_0 \text{Exp} \left(- \frac{E_{v_j}}{kT_{v_j}} \right). \quad (4.1)$$

Следовательно, получить инверсную населенность между уровнями одной моды невозможно. Но между разными колебательными модами обмен энергией затруднен, поэтому температуры возбуждения у них различны. Это делает возможным при соответствующих условиях образовывать инверсную населенность между двумя уровнями, расположенными в разных модах.

Необходимые условия для получения инверсной населенности между энергетическими уровнями следующие:

- возбуждение уровней осуществляется в плазме электрического разряда в газе;
- неупругие электронные столкновения с молекулами CO_2 должны избирательно возбуждать их до состояния 001, оставляя свободными уровни 020, 100 и все нижележащие уровни;
- уровни 020 и 100 должны достаточно быстро расселяться.

Для избирательного возбуждения верхнего лазерного уровня необходимо, чтобы наивероятнейшая энергия электронов в разряде равнялась $0,3 \text{ эВ}$, т.е., чтобы электронная температура была порядка 3500 К . Для электрического разряда в газе это слишком низкая температура электронов, при которой очень неэффективно идут процессы ионизации, так что разряд оказывается не в состоянии самоподдерживаться. Неблагоприятным для цели направленного возбуждения только верхнего лазерного уровня является и то, что все максимумы функций возбуждения нижних колебательных уровней довольно близко расположены друг к другу, и, учитывая особенности функции распределения электронов по энергиям в плазме, невозможно избежать одновременного относительно высокого заселения всех этих уровней. Поэтому эффективность накачки молекул CO_2 не может быть достаточно высокой, обеспечивающей создание и поддержание высокой инверсной населенности.

CO_2 лазеры никогда не вошли бы в семейство мощных лазеров, если бы не удивительная особенность молекулы азота N_2 , которой воспользовался

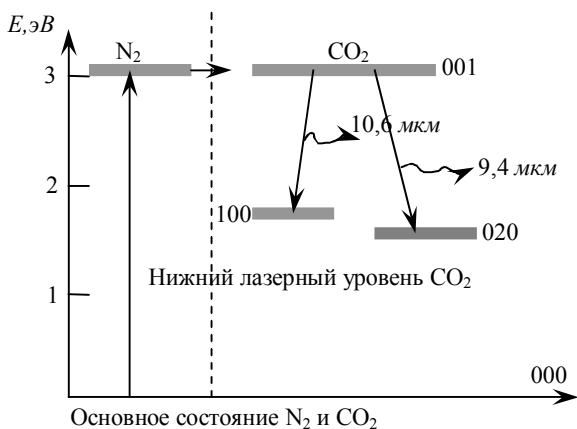


Рисунок 4.2. Схема энергетических уровней молекул азота и углекислого газа

Пател. Первый колебательный уровень этой молекулы практически совпадает по энергии с верхним лазерным уровнем молекулы CO_2 . Возбуждение же молекулы азота до первого колебательного уровня, как видно из рис. 4.2, происходит при энергиях электронов от 2 до $2,5 \text{ эВ}$. При такой энергии электронов успешно протекает ионизация газовой среды. Если составить смесь дву-

окси углерода с молекулярным азотом, то в самостоятельном разряде при энергии электронов порядка 2 эВ молекулы CO_2 возбуждаются очень слабо, но идет активное возбуждение молекул азота до первого колебательного уровня. Далее, оказывается, что время жизни возбужденного первого колебательного уровня молекулы N_2 очень велико. Это связано с тем, что существу-

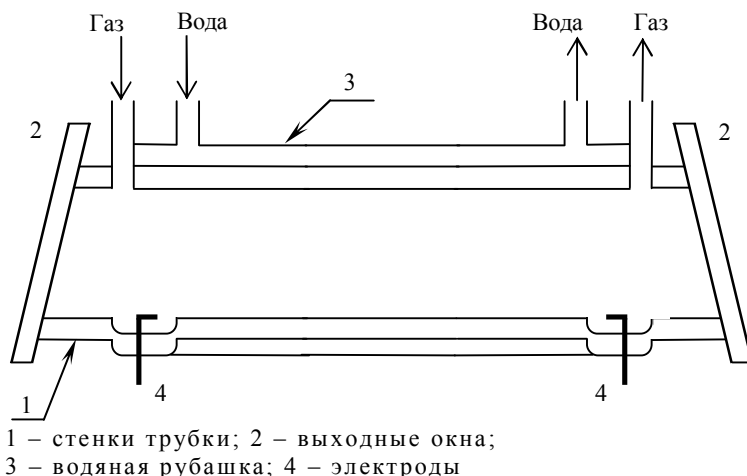
ет запрет на излучательное возбуждение первого колебательного уровня молекулы азота, и энергия возбуждения будет сохраняться до тех пор, пока не произойдет неупругое соударение возбужденной молекулы с какой-либо частицей, способной забрать эту энергию. В смеси азота с CO_2 практически все возбужденные молекулы азота резонансно передают свою энергию возбуждения молекулам CO_2 , избирательно заселяя верхний лазерный уровень. Поэтому использование в CO_2 лазерах не чистого двууглекислого газа, а его смеси с азотом, обеспечило возможность достижения почти идеального избирательного возбуждения верхнего лазерного уровня молекулы CO_2 .

Для образования инверсной населенности наряду с обеспечением избирательного заселения верхнего уровня следует обеспечить поддержание нижележащих колебательных уровней в незаселенном состоянии. Главный источник заселения нижних уровней – термическое их возбуждение в нагретом разрядом газе. Избежать такого процесса можно лишь одним путем – сохраняя температуру газа ниже температуры термического возбуждения. Конкретно, температура газа в разряде не должна превышать 400 K .

Итак, теперь можно сформулировать требования к разряду, в котором смесь азота и CO_2 способна будет обеспечить возникновение инверсной населенности у молекул CO_2 , что приведет к появлению лазерного эффекта: при температуре тяжелых частиц, не превышающей 400 K , электронная температура должна составлять $2\text{--}2,5\text{ эВ}$. Это разряд, создающий плазму с очень большим отрывом электронной температуры от температуры газа. В таком разряде необходимо обеспечить очень эффективный отвод тепла из зоны, где оно выделяется, т.е. из области протекания тока. Частично помогает решать эту проблему добавление к рабочей смеси еще и гелия в значительных количествах. Теплопроводность гелия в 6 раз выше теплопроводности основных газов, а высокий потенциал ионизации ($24,5\text{ эВ}$) препятствует ионизации, что исключает его заметное влияние на электрические характеристики разряда.

4.2 Непрерывные CO_2 лазеры

В 1964 году Пател запустил первый CO_2 лазер. Достигнутый им успех определился двумя факторами: он использовал смесь CO_2 и N_2 и применил для накачки такой смеси тлеющий разряд. Первые лазеры имели оформление, представленное на рис. 4.3. Стеклоянная или кварцевая трубка (1) выполняет три функции: 1) она отделяет разрядную полость с рабочим газом от окружающей воздушной атмосферы; 2) содержит электроды (4), обеспечивающие поддержание тлеющего разряда с заданными параметрами; 3) обеспечивает теплообмен, отводя выделяющееся в разряде тепло через стенки, и поддерживает тем самым нужный тепловой режим газовой смеси.

Рисунок 4.3. Схема лазера на CO_2

CO_2 лазеры такой конструкции называют *диффузионными*, так как тепло от разряда отводится процессом диффузии заряженных и нейтральных частиц к стенкам трубки. Для интенсификации радиального теплопереноса используют водяное охлаждение стенок, окружая их стеклянной водяной рубашкой (3). Торцы трубки герметично закрывают прозрачными для ИК-излучения выходными окнами (2). Поскольку CO_2 лазер генерирует излучение в диапазоне длин волн от 9 до 11 $\mu\text{м}$ (главным образом на волне 10,6 $\mu\text{м}$), то стекло и кварц, как и некоторые другие оптические элементы, работающие в видимом и в ближнем ИК диапазонах излучения, для создания окон, прозрачных в этом диапазоне длин волн, непригодны, нужны особые материалы.

Характерные размеры первых CO_2 лазеров: диаметр разрядной трубки от 1 до 10 см , длина трубки до 2 м . При создании газоразрядного лазера необходимо решить три основные проблемы:

- проблема организации разряда в трубке (камере);
- проблема отвода тепла, выделяющегося в зоне разряда;
- проблема изменения состава газовой смеси, главным образом из-за диссоциации молекул в разряде: $\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{O}$

В лазерах диффузионного типа использовался типичный состав газовой смеси: CO_2 , N_2 , He. Нахождение оптимального соотношения парциальных давлений компонентов предпочтительно определяется экспериментально. В качестве примера экспериментальная зависимость концентрации инверсной населенности Δn от парциального давления азота N_2 при разрядном токе 30 мА , парциальном давлении двуокиси углерода $P_{\text{CO}_2} = 2 \text{ Тор}$ в трубке диа-

метром 34 мм. В данном случае оптимум достигается при парциальном давлении азота $\sim 1,2 \text{ Top}$, т.е. при значениях

$$p_{N_2} / p_{CO_2} = 0,5 \div 0,75.$$

В других случаях это соотношение может быть иным, но не должно превышать ~ 3 . Выбор парциального давления гелия более свободен и соотношение парциального давления He к парциальному давлению CO_2 колеблется от 1 до 10.

Общее давление газа, как было отмечено при рассмотрении тлеющего разряда, не должно превышать 10 Top. Учитывая, что доля молекул CO_2 в смеси газов не превышает 50%, а обычно из-за добавки гелия она существенно ниже, делаем вывод, что концентрация излучающих центров в активной лазерной среде довольно низкая.

Проблема отвода тепла из зоны разряда – одна из самых существенных при попытках повысить выходную мощность лазера. При напряженности электрического поля \vec{E} и плотности разрядного тока \vec{j} в каждом единичном объеме газа выделяется джоулево тепло $\vec{j}\vec{E}$. Температура газа, нагреваемого этим теплом, определяется из соотношения:

$$n \cdot c_p (T - T_0) \cdot v_{ea,l} = j \cdot E - W_{охл}, \quad (4.2)$$

где c_p – теплоемкость при $p = const$, T_0 – комнатная температура, $v_{ea,l}$ – частота соударений электрона с атомом (слабо ионизованная плазма) или с ионом (сильно ионизованная плазма), $W_{охл}$ – энергия, уносимая из зоны разряда в процессе охлаждения. При радиальном охлаждении в режиме диффузии эта энергия не велика, что накладывает жесткие ограничения на предельно допустимые значения R, p, j , а также на предельную мощность излучения, которую можно достигнуть в лазере данного типа. Электронная температура в тлеющем разряде, как уже говорилось, достигает порядка 2 эВ. В сочетании с возрастающей интенсивностью термического заселения нижних лазерных уровней молекулы CO_2 это ведет к резкому снижению инверсной населенности или к полному ее исчезновению.

В отличие от режима непрерывной генерации, в случае импульсных лазеров достаточным оказалось осуществить предионизацию разрядного промежутка. Импульсные лазеры с вспомогательным разрядом получили в англоязычной литературе название ТЕА лазеров. Аббревиатура расшифровывается так: transversally excited at atmospheric pressure (поперечное возбуждение при атмосферном давлении).

Импульсные лазерные системы проще, чем непрерывные, решают проблему генерации высокоэнергичных импульсов излучения, поскольку длительность импульсов, как правило, намного короче времени развития тепловых процессов в активной среде. Все это вместе с высоким к.п.д., присущим CO_2 лазерам, позволило достичь в таких системах энергий в импульсе до нескольких сотен килоджоулей. Кроме газоразрядных, или ТЕА лазеров, создана и другая их разновидность – электроионизационные импульсные лазеры, в

которых ионизация осуществляется электронным пучком, а разряд, соответственно, является несамостоятельным.

Системы газоразрядной предионизации. Главное требование к системам газоразрядной предионизации – возможность с их помощью создать в активной среде такую степень начальной ионизации, которая обеспечит последующее развитие основного разряда при значениях E/p , наиболее благоприятных для избирательного возбуждения верхнего лазерного уровня 001 молекулы CO_2 . Концентрация электронов, удовлетворяющая такому условию, лежит в пределах от 10^8 до 10^{11} см^{-3} , но желательно сделать ее как можно ближе к верхнему значению. В процессе протекания основного разряда предионизатор участия не принимает. Наибольшее распространение получили предионизаторы, использующие вспомогательный разряд одного из следующих типов.

Коронный разряд обычно образуется между острием или тонкой проволокой, находящимися под высоким напряжением, и заземленным электродом. Коронный разряд неравновесен, при холодном газе электронная температура достигает нескольких электрон-вольт. Такой разряд интенсивно излучает в УФ области спектра, вызывая фотоионизацию газа. Упрощенно устройство лазера с предионизацией коронным разрядом показано на рис. 4.4. С обеих сторон разрядного промежутка параллельно основным электродам

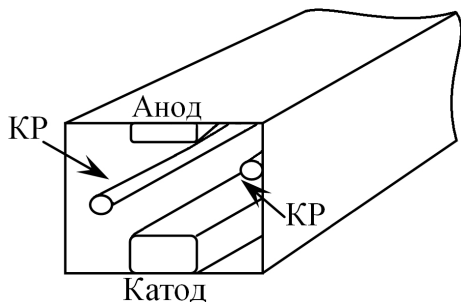


Рисунок 4.4. Устройство импульсного лазера с предионизацией

натянуты две тонкие проволочки, обозначенные на рис. 4.4. К основным электродам подведено напряжение более низкое, чем необходимо для пробоя разрядного промежутка. Напряжение между проволочками и заземленным основным электродом достаточно для развития с каждой стороны промежутка коронного разряда. Создаваемое при этом УФ излучение ионизует разрядный промежуток, и в нем развивается основной разряд, обеспечивающий

возникновение импульсной лазерной генерации. От системы предионизации требуют организации высокой однородности начальной концентрации электронов в разрядном промежутке. Это необходимо для получения стабильного и эффективного основного разряда при атмосферном давлении газовой смеси. Предионизационная система, использующая коронный разряд, создает однородную ионизацию только при относительно малых поперечных сечениях разрядного промежутка, поскольку ультрафиолетовое излучение активно поглощается в газе и при больших сечениях центральные области разрядного промежутка оказываются непроработанными. Это накладывает серьезные ограничения на применение таких систем.

Оптические элементы мощных лазеров. Непременной частью любого лазера и связанных с ним устройств являются оптические элементы. Когда рассматриваются CO_2 лазеры, генерирующие излучение на длинах волн от 9 до 11 $\mu\text{м}$, непременным требованием к оптическим элементам выступает их совместимость с этим диапазоном. Кроме того, поскольку речь идет о мощных лазерах, то появляется еще одно требование к оптическим элементам – высокая лучевая стойкость.

Различные оптические элементы, используемые в лазерных установках, можно разделить на четыре группы: 1) элементы резонатора; 2) выходные окна генераторов или усилителей; 3) оптические элементы внешней схемы лазерной установки; 4) нелинейные оптические элементы (затворы, модуляторы, преобразователи длины волны и другие). Последнюю группу здесь рассматривать не будем, она занимает особое положение.

Элементы оптического резонатора – это зеркала. Они бывают либо полностью непрозрачными («глухие»), либо частично прозрачными (выходное зеркало). Глухие зеркала изготавливаются из металла, чаще всего это медь, или из специальной подложки, на которую напыляется слой, отражающий не менее 95% падающего излучения. Подложка в этом случае выбирается такой, чтобы она способствовала интенсивному охлаждению отражающего слоя. Выходные зеркала для CO_2 лазеров изготавливаются из монокристаллов, пропускающих определенную часть излучения на длине волны этого лазера и отражающих почти всю остальную часть излучения. Как правило, для задания нужных коэффициентов пропускания и отражения, на поверхности пластины из монокристалла напыляют либо просветляющие, либо отражающие интерференционные покрытия.

Материалы для элементов ИК-оптики. Все оптические элементы по своему назначению разделяются на три группы. Первую группу составляют элементы, назначение которых – отражать излучение при минимальном его поглощении и рассеянии. Назначение элементов второй группы – частично отражать и частично пропускать излучение заданной длины волны опять же при минимальном поглощении. Предназначение элементов третьей группы – пропускать излучение заданной длины волны при минимальных значениях отражения и поглощения.

Отражающие элементы. К этой группе относятся «глухие» зеркала. Чаще всего для их изготовления используют медь, специальные бронзы, реже алюминий. Отражающие поверхности обрабатываются на оптических станках, где поверхности придается точная заданная форма – плоскость, сфера заданного радиуса кривизны, эллиптическая или параболическая поверхность. После механической обработки отражающая поверхность подвергается шлифовке и полировке. В последние годы начали широко применять чистовую обработку поверхностей с применением алмазного инструмента (алмазное точение). Такая обработка делает ненужными процессы шлифования и полирования. Для повышения отражательной способности поверхности и

защиты ее от окисления иногда напыляется тончайший слой золота. Кроме металлов зеркала изготавливают на основе пористых диэлектриков или композитных материалов с напылением на рабочую поверхность диэлектрических отражающих покрытий. Такие зеркала эффективно охлаждаются водой (с тыльной стороны). Тем самым удается существенно повысить предельные лучевые нагрузки на отражающую поверхность. Удастся достигнуть у высококачественных зеркал коэффициента отражения на длине волны лазерного излучения от 0,99 до 0,999.

Прозрачные и частично прозрачные оптические элементы для ИК области спектра изготавливаются на основе аморфных или кристаллических диэлектриков. Для длины волны CO_2 лазеров непригодны оптические стекла и ситаллы, они поглощают такое излучение в тонком поверхностном слое. Нужными свойствами обладают материалы, принадлежащие к одной из следующих трех групп: 1) ионные монокристаллы; 2) полупроводниковые кристаллы; 3) халькогенидные стекла и оптическая керамика. Данные о некоторых представителях таких материалов приведены в таблицах 2.6 – 2.8.

Список материалов, прозрачных в области спектра от 9 до 11 $\mu\text{м}$, можно расширить. Но прозрачность – это только первая составляющая в комплексе условий, определяющих пригодность материала для изготовления из него оптических элементов, особенно когда речь идет о мощных CO_2 лазерах. Так, специалисты признают, что по всем своим характеристикам алмаз – самый лучший материал для выходных окон. Но изготовить алмазные пластины необходимых для этих целей размеров, не говоря уж об их стоимости, если бы такое стало возможным, в обозримом будущем нереально. Другой пример. На протяжении многих лет велись работы по получению КРС нужных размеров и кондиции. На эти исследования возлагались серьезные надежды и были достигнуты значительные успехи. Однако, КРС слишком мягок и пластичен, его поверхность трудно довести до нужного оптического качества. Со временем изготовленный из КРС элемент пластически деформируется. Ко всему сказанному добавляется еще одна неприятность – в основе материала заложены мышьяковистые соединения, что делает его чрезвычайно токсичным. Отсюда видно, что конструктивные и экологические требования к материалу накладывают серьезные ограничения на возможности его применения в лазерных установках.

Окно закрывает торец разрядной камеры и выполняет при этом не только оптические, но и конструкционные функции, что вносит дополнительные требования к прочности материала, к выбираемой толщине окна.

Основная проблема зеркал и выходных окон мощных лазеров определяется неизбежным взаимодействием интенсивного когерентного излучения с поверхностями и объемом этих оптических элементов. В этой связи выбираемые для их изготовления материалы должны удовлетворять дополнительным требованиям:

- обладать как можно лучшими теплофизическими свойствами, а именно, иметь высокий коэффициент теплопроводности, высокую температуру плавления и низкий коэффициент линейного расширения;
- оптические свойства материала не должны зависеть от рабочей температуры;
- обладать минимальным коэффициентом поглощения на лазерной длине волны
- в объеме и на поверхности материала не должны присутствовать непрозрачные включения;
- иметь низкие значения фотоупругих констант.

К этим требованиям добавляют: устойчивость к воздействию внешней среды и рабочего вещества лазера; малый показатель преломления. Желательна прозрачность материала в видимой области спектра, что облегчает юстировку, и по возможности, дешевизна и технологическая простота изготовления и оптической обработки.

4.3 Лазеры на молекулярном азоте

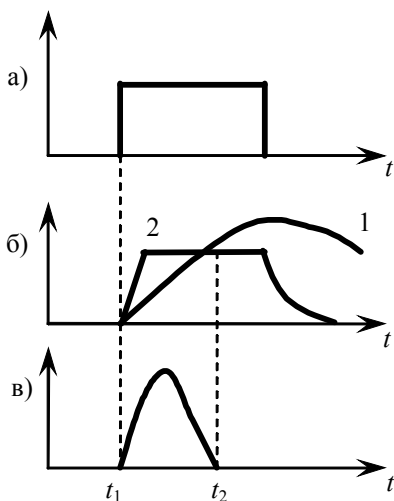


Рисунок 4.5. К принципу действия импульсного лазера на азоте: *a* – импульс накачки; *b* – населенность уровней, нижнего (1) и верхнего (2); *v* – импульс излучения

Лазеры на молекулярном азоте позволяют получить мощное импульсное излучение на длине волны 0,3371 мкм. Газовый лазер такого вида работает на электронных переходах молекул азота в ультрафиолетовой области спектра излучения. По типу создания инверсной населенности лазеры на азоте относятся к категории лазеров с так называемыми самоограничивающимися переходами. Особенность этих переходов заключается в том, что время жизни верхнего излучательного уровня сравнительно мало и переход ограничивается нижним лазерным метастабильным уровнем. Поэтому такие системы могут работать только в импульсном режиме. В связи с малым временем жизни верхнего уровня генерации импульсов происходит лишь в течение временного интервала $t_1 \dots t_2$ (рис. 4.5), когда населенность верхнего уровня превышает населенность нижнего. В связи с тем, что это условие соблюдается

в течение очень короткого промежутка времени, импульсы как бы самоограничиваются во времени, в результате чего их длительность обычно не пре-

вышает 100 нс. Коэффициент усиления активной среды азотного лазера оказывается достаточно большим, что позволяет получить высокие уровни импульсной мощности даже с одним зеркалом резонатора, вплоть до нескольких сотен киловатт.

Для увеличения частоты следования импульсов была осуществлена сверхзвуковая прокачка газа через канал шириной 3 мм. Это позволило получить импульсное излучение мощностью до 1 МВт при частоте следования импульсов 1 кГц. Исследования показывают, что частота следования импульсов может быть увеличена до десятков килогерц.

Мощные лазеры на азоте, обычно с поперечным возбуждением работают с непрерывной прокачкой газа. Значительные габаритные размеры ограничивают их использование. Однако такие лазеры могут работать и без прокачки газа.

4.4 Аргонный лазер

Ионный аргонный лазер является одним из самых сложных и дорогостоящих устройств, но, несмотря на это, его довольно широко используют в различных областях, в том числе для воспроизведения изображений, поскольку такой лазер способен генерировать достаточно мощное излучение в очень важных областях спектра – в коротковолновой части видимого диапазона и в УФ-области.

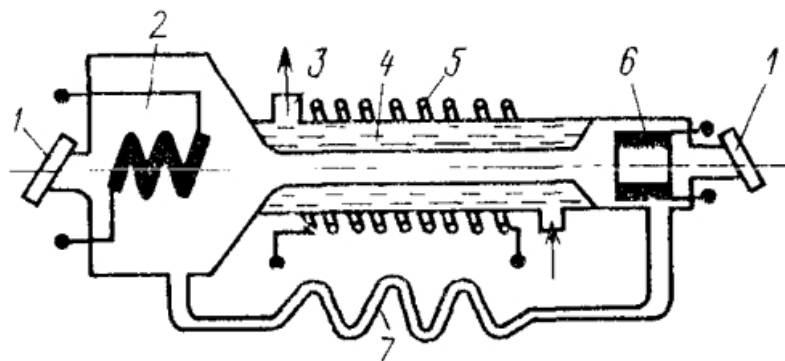


Рисунок 4.6.
Зависимость мощности излучения аргонного лазера от плотности разрядного тока

Наиболее мощное излучение обеспечивается на нескольких линиях синезеленой области в диапазоне 457,9–514,5 нм, причем самыми сильными линиями являются 488 и 514,5 нм. В ближней ультрафиолетовой области лазер работает на двух длинах волн – 351,1 и 363,8 нм. Обе эти области представляют большой практический интерес, так как соответствуют области максимальной чувствительности широко используемых фото и формных материалов. Аргонный лазер работает на ионных переходах, имеющих относительно высокие энергетические уровни, поэтому для накачки этого лазера требуется сильноточный разряд. Мощность излучения вначале растет приблизительно пропорционально кубу тока; в режимах же, близких к рабочим, эта зависимость носит примерно квадратичный характер. При дальнейшем увеличении плотности тока (600–1000 А/см²) наблюдается насыщение, а далее следует спад, вплоть до исчезновения генерации (рис. 4.6.). Спад мощности обусловлен в основном девозбуждением электронами верхних лазерных уров-

ней, пленением УФ резонансного излучения ($\lambda = 72 \text{ нм}$), 100% ионизацией, вытеснением газа и др.

Из-за большой плотности тока в газоразрядной трубке происходит перекачка ионов Ag^+ по направлению к катоду, что приводит к срыву генерации. В целях компенсации этого эффекта в конструкции газоразрядной трубки предусмотрена дополнительная трубка (обводной канал), обеспечивающая обратную циркуляцию газа (рис. 4.7).



1 — окна под углом Брюстера; 2 — катод; 3 — система охлаждения; 4 — керамический капилляр; 5 — обмотка соленоида; 6 — анод; 7 — обводной канал

Рисунок 4.7. Схема лазера на аргоне

Для предотвращения возникновения разряда через эту трубку она делается длиннее основной газоразрядной трубки. Кроме того, трубку обычно помещают в постоянное магнитное поле, параллельное оси трубки. Продольное магнитное поле в значительной степени влияет на параметры плазмы; траектории электронов, движущихся поперек силовых линий поля к стенкам разрядной трубки, закручиваются. В результате частота соударений в плазме повышается, а потери на стенках уменьшаются. Напряжение горения разряда в магнитном поле снижается, и при том же разрядном токе мощность излучения увеличивается, т.е. растет КПД. Водяное охлаждение значительно осложняет эксплуатацию аргоновых лазеров, однако оно необходимо при мощности излучения порядка 1 Вт и при потребляемой мощности около 10 кВт . Если мощность излучения составляет $100\text{--}200 \text{ мВт}$, то возможно ограничиться принудительным воздушным охлаждением. В настоящее время выпускается множество видов ионных газовых лазеров, рассчитанных на различные уровни мощности излучения. Наибольшее распространение в промышленности получили приборы, работающие в непрерывном режиме и имеющие мощность излучения от долей милливатт до 520 Вт при КПД $0,01\text{--}$

0,1%. В отдельных образцах получена мощность излучения до сотен ватт при КПД до десятых долей процента. Использование мощных газовых разрядов требует принятия специальных мер для предохранения от разрушения оболочек и других конструктивных элементов газоразрядных трубок. Поэтому по конструктивному выполнению ионный аргонный лазер значительно сложнее других газовых лазеров.

4.5 Гелий-неоновый лазер

Оптический резонатор гелий-неонового лазера (рис. 4.8) содержит два вогнутых или плоских зеркала 1 и 2; в объеме резонатора размещена тонкая трубка 3 с внутренним диаметром около 1 мм и длиной примерно 10 см. В трубку введены газы гелия и неона при соотношении парциальных давлений $\text{He}:\text{Ne} = 5:1$ и общем давлении 0,4 кПа. Тлеющий разряд в трубке обеспечивается электрическим напряжением 1–3 кВ от внешнего источника 4, приложенным между катодом 5 и анодом 6 трубки; ток разряда (около 5 мА) ограничивается резистором 7 (50 кОм). На концах газоразрядной трубки под углом Брюстера $\theta_{\text{Бр}}$ к оси трубки в качестве окон размещены (приклеены или приварены) оптические полированные стекла 8 и 9. Угол Брюстера определяется отношением $\theta_{\text{Бр}} = \arctg n_{\text{ст}}$, где $n_{\text{ст}}$ – коэффициент преломления стекла. При таком угле отраженный свет полностью поляризован.

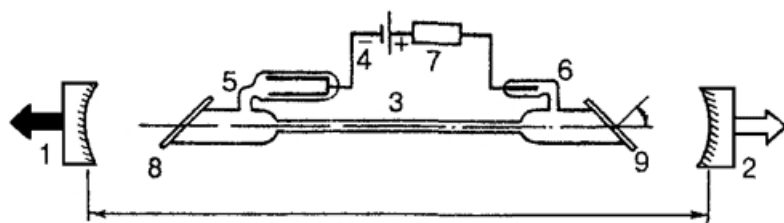


Рисунок 4.8. Конструкция гелий-неонового лазера

Для пояснения принципа действия гелий-неонового ЛГ обратимся к рис. 4.9, на котором приведена схема уровней энергии атома гелия и неона. При подаче напряжения на электроды трубки возникает электрический разряд, за счет использования его энергии часть атомов неона переходит с основного уровня на долгоживущие уровни $3S$ и $2S$. Времена жизни состояний $3S$ и $2S$ больше, чем состояний $3p$ и $2p$. Это обеспечивает создание инверсной населенности между уровнями неона $3S$ и $2S$ и уровнем $2p$, а также между уровнем $3S$ и уровнем $3p$. В результате создаются условия для возникновения стимулированного излучения на трех длинах волн (3,39; 1,15 и 0,63 мкм).

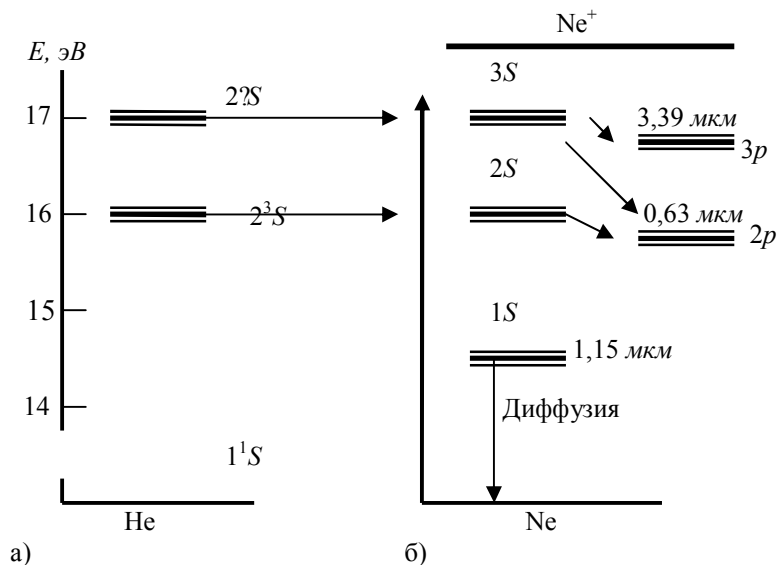


Рисунок 4.9. Схема энергетических уровней гелия (а) и неона (б)

Однако имеющийся у чистого неона долгоживущий уровень $1S$ снижает инверсную населенность, т.к. часть атомов, находящихся на этом уровне, легко переходит с уровня $2p$ в $3p$. Для устранения влияния этого фактора принимаются меры по увеличению населенности $2S$ и $3S$ и по снижению населенности уровня $1S$. Для увеличения населенности уровней $2S$ и $3S$ неона к рабочему активному веществу добавляется гелий, который, как видно из рис. 4.9, имеет два нестабильных уровня 2^3S и 2^1S с временем жизни порядка 1 мс и энергетически близких соответственно к уровням $3S$ и $2S$ неона. При столкновении с электронами плазмы в газовом разряде атомы гелия переходят из основного состояния 1^1S в возбужденное 2^3S и 2^1S . В результате неупругих столкновений возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона последние переходят с основного уровня на уровни $2S$ и $3S$, существенно увеличивая количество возбужденных частиц неона на этих уровнях. Атом гелия, отдав избыток энергии атому неона, возвращается на исходный уровень 1^1S . Уменьшение населенности уровня $1S$ осуществляется в результате столкновений атомов неона со стенками газоразрядной трубки. Вследствие этого эффективность работы гелий-неонового лазера зависит от правильного выбора внутреннего диаметра трубки. При длине трубки $1 \dots 1,5 \text{ м}$ оптимальным является диаметр порядка 7 мм .

Гелий-неоновые лазеры относятся к генераторам малой мощности. Мощность излучения промышленных образцов находится в пределах от долей единиц до десятков милливатт.

4.6 Лазеры на парах металлов

На рис. 4.10 представлена общая схема участвующих в генерации энергетических уровней лазеров этого типа. Переход $g \rightarrow 2$ является разрешенным, а переход $g \rightarrow 1$ электродипольно запрещен. Таким образом, пользуясь

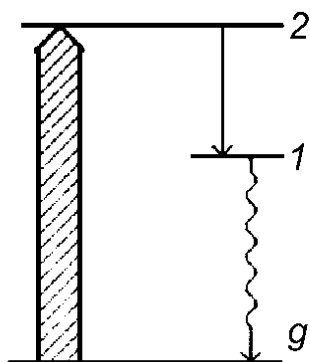


Рисунок 4.10. Общая схема энергетических уровней и излучательных (прямая стрелка) и безизлучательных (волнистая стрелка) переходов лазера на парах металла, работающего в режиме самоограничения, заштрихованной стрелкой обозначен электронный удар

борцовским приближением, можно предположить, что сечение перехода $g \rightarrow 2$ за счет электронного удара значительно больше, чем сечение перехода $g \rightarrow 1$. Чтобы создать достаточную населенность верхнего лазерного уровня, высокая, как правило, скорость излучательного перехода $2 \rightarrow g$ должна быть уменьшена до значения, сравнимого со скоростью излучательного перехода $2 \rightarrow 1$.

Это означает, что плотность атомов должна быть достаточно высокой, чтобы стал возможным захват излучения на переходе $2 \rightarrow g$. Поскольку переход $1 \rightarrow g$ является запрещенным, лазер может работать только в импульсном режиме с длительностью импульса порядка или короче времени жизни уровня 2. Релаксация обычно происходит при столкновениях со стенками и вследствие межатомной дезактивации. Соответствующая скорость релаксации устанавливает верхний предел частоты повторения импульсов лазера.

На рис. 4.10 показаны участвующие в процессе генерации уровни энергии двух наиболее важных лазеров указанной категории – лазеры на парах меди и золота. С точки зрения электронной конфигурации уровни Cu и Au весьма схожи. Поэтому в дальнейшем будет рассмотрен только атом меди. Основное состояние $2S_{1/2}$ атома меди соответствует конфигурации $3d^{10}4s$. Когда внешний $4s$ электрон забрасывается на следующий, более высокий $4p$ -уровень, заселяются возбужденные уровни $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$. Эти уровни сильно связаны с основным состоянием дипольно разрешенным переходом. Уровни $2D_{3/2}$ и $2D_{5/2}$ соответствуют конфигурации $3d^9 4s^2$, имеющей более низкую

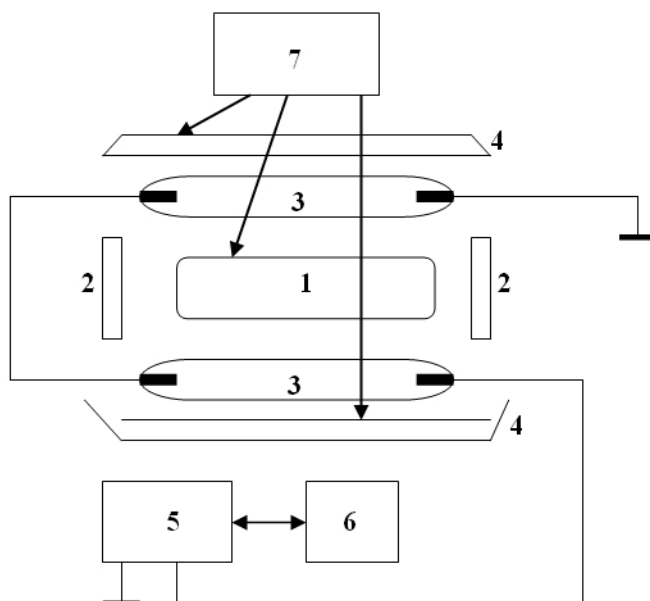
энергию, а переходы $2D \rightarrow 2S1/2$ дипольно запрещены. Атомы меди из состояния $2p$ быстро (время жизни порядка 7 нс) релаксируют посредством спонтанного излучения в основное состояние $2S1/2$, в то время как время релаксации уровней $2D$ намного больше (около $0,5 \text{ мкс}$), поскольку этот переход разрешен слабо. Однако при температурах, которые используются в медном ($T = 1500 \text{ }^\circ\text{C}$) и золотом ($T = 1650 \text{ }^\circ\text{C}$) лазерах, давление паров достаточно высокое ($\sim 0,1 \text{ мм.рт.ст.}$), так что вследствие захвата излучения релаксации по каналу $2p \rightarrow 2S1/2$ не происходит. Таким образом, единственный эффективный канал релаксации проходит через состояние $2D$. Релаксация населенности уровня $2D$ осуществляется посредством дезактивации на стенках, если внутренний диаметр трубки невелик ($< 2 \text{ см}$). Для трубок больших размеров было показано, что важную роль играет сверхупругое столкновение $e + \text{Cu}(2D) \rightarrow e + \text{Cu}(2S1/2)$. В обоих случаях соответствующее время релаксации очень большое (несколько десятков микросекунд).

Отсюда следует, что генерация на парах меди может осуществляться как на переходе $2P3/2 \rightarrow 2D5/2$ (зеленый), так и на $2P1/2 \rightarrow 2D3/2$ (желтый). Генерация в парах золота происходит в основном на красном переходе ($2P1/2 \rightarrow 2D3/2$) поскольку УФ-переход ($2P3/2 \rightarrow 2D5/2$) оканчивается на состоянии $2D5/2$, которое при рабочей температуре в значительной степени заселено.

4.7 Твердотельные лазеры

Твердотельными называются квантовые генераторы и усилители, использующие в качестве активной среды кристаллические или аморфные оптические элементы, в которых инверсная населенность создается накачкой оптическим излучением. В твердотельных лазерах применяются активные оптические элементы, изготавливаемые из искусственных рубинов, из стекла с присадкой редкоземельных элементов, прежде всего неодима (Nd), из алюмо-итриевого граната также с присадкой неодима, из флюорита с диспрозием и других. На рис. 4.11 представлена типовая блок-схема твердотельного лазера. Активный стержень (1) накачивается излучением импульсных ламп (3) и располагается между зеркалами оптического резонатора (2). Зеркала могут быть выносными, как изображено на схеме, но часто они располагаются на оптически обработанных торцах стержня путем нанесения на них отражающего слоя. Лампы располагаются в осветителе между отражающими свет поверхностями (4). Осветитель способствует концентрации лучистого потока на активном стержне. Осветитель и активный стержень интенсивно охлаждаются системой, представленной блоком (7). Питание ламп накачки осуществляется от блока питания (5), а инициирование световой вспышки производит блок поджига (6). Кроме того, в состав устройства входят оптические затворы, нелинейные элементы и некоторые другие вспомогательные оптические элементы, о назначении которых будет речь впереди. Рассмотрение

составных частей твердотельного лазера начнем с источников оптической накачки.



1 – активный стержень; 2 – зеркала оптического резонатора; 3 – импульсные лампы; 4 – отражатели; 5 – источник питания ламп; 6 – прибор поджига; 7 – блок охлаждения

Рисунок 4.11. Блок-схема твердотельного лазера

Назначение осветителя – повышать эффективность оптической накачки путем концентрации излучаемой лампой энергии на активном элементе лазера. Для выполнения такой задачи необходим правильный выбор материала, конфигурации осветителя и его расположения. Но осветитель любой конфигурации и самого лучшего качества принципиально не может обеспечить полного использования излучаемой лампой энергии, т.е. той ее части, которая излучается в противо-

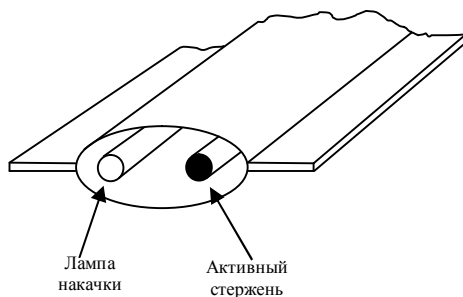


Рисунок 4.12. Простейший эллипсоидный осветитель

ложную сторону от активного стержня. В лучшем случае потери света в нем составляют 25%, в остальных случаях они возрастают до 70%.

Устройство и размеры осветителя, прежде всего, определяются формой и размерами активного элемента и ламп накачки. Наиболее распространены осветители, имеющие форму эллипсоидного цилиндра, в фокальных осях

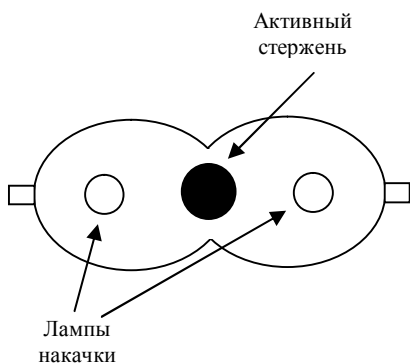


Рисунок 4.13. Схема двухлампового осветителя

которого помещают лампу накачки и активный стержень. Схема простейшего однолампового осветителя показана на рис. 4.12. Его эффективность достигает 75%. Но часто используются цилиндрические осветители кругового сечения, которые менее эффективны, но более просты в изготовлении.

В мощных твердотельных лазерах применяются активные стержни большого диаметра, значительно превышающего диаметр лампы накачки. Для накачки таких элементов невозможно обойтись одной лампой, их количество на каждый стержень – от двух до четырех. Соответственно усложняется форма осветителя. На рис. 4.13 схематично показан двухламповый осветитель. Он составлен совмещением двух эллипсоидных осветителей, в их общем фокусе помещен активный стержень, а лампы располагаются в противоположных фокусах.

В мощных твердотельных лазерах применяются активные стержни большого диаметра, значительно превышающего диаметр лампы накачки. Для накачки таких элементов невозможно обойтись одной лампой, их количество на каждый стержень – от двух до четырех. Соответственно усложняется форма осветителя.

На рис. 4.13 схематично показан двухламповый осветитель. Он составлен совмещением двух эллипсоидных осветителей, в их общем фокусе помещен активный стержень, а лампы располагаются в противоположных фокусах.

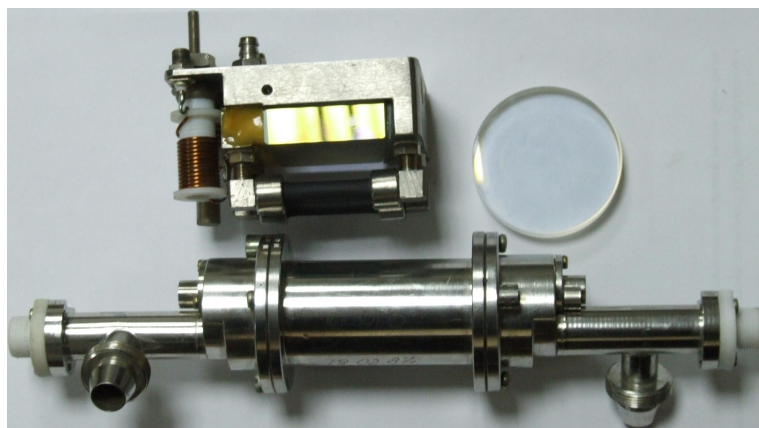


Рисунок 4.14. Внешний вид конструктивных элементов твердотельного лазера: квантрона; акусто-оптического модулятора; зеркала резонатора

Важнейшая роль в создании надежной системы накачки принадлежит технологическим аспектам изготовления осветителей. Мощные потоки лучистой энергии, падающие на отражающие поверхности осветителя, требуют, чтобы эти поверхности в течение длительного времени не претерпевали разрушительных изменений и не снижали своей отражательной способности. Выделяющееся в осветителе тепло необходимо эффективно отводить с помощью системы принудительного охлаждения. Тем самым выдвигаются определенные требования к материалам, из которых изготавливается осветитель, и к конструкции всего блока оптической накачки лазера. Первоначально при создании твердотельных лазеров осветители изготавливались из стеклянных или кварцевых пластин, на отражающие поверхности которых напылялись покрытия, обладающие высокой отражательной способностью. Как правило, материалом для напыления служило серебро. Но при плотностях лучистой энергии от 80 Дж/см^2 и выше, самые лучшие покрытия выходили из строя после примерно 100 вспышек. Даже интенсивное жидкостное охлаждение поверхностей не способно было решить проблему заметного повышения лучевой стойкости. Тогда были разработаны технологии изготовления особых диэлектрических покрытий, наносимых на кварцевые подложки, которые обеспечили повышение лучевой стойкости и продолжительности работы отражателя.

Активные элементы мощных твердотельных лазеров изготавливаются на основе кристаллических или аморфных диэлектриков с вводимыми в них активными центрами. Основу таких элементов называют *матрицей*, а вводимые активирующие вещества – *примесью-активатором*. К матрице предъявляют следующий набор требований: 1) легкость введения активатора; 2) оптическая однородность и прозрачность на длинах волн лазерной генерации и излучения накачки; 3) высокая теплопроводность, термо- и термооптическая стойкость, высокая лучевая прочность по отношению к излучению накачки; 4) механическая прочность; 5) возможность качественной оптической обработки поверхностей.

Известны не менее 250 видов кристаллов и десятки типов стекол, используемых в качестве матриц. В своем большинстве они не годятся для создания активных элементов мощных лазеров. Сегодня для этих целей с определенными ограничениями используют стержни из синтетического рубина и без всяких ограничений алумоиттриевые гранаты и некоторые сорта активированных стекол.

Синтетический рубин был первым элементом, на основе которого в 1960 году Т. Мейман создал прибор, генерирующий когерентное излучение в оптическом диапазоне длин волн. Синтетический рубин выращивается на основе α -модификации корунда ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$). Эту модификацию называют лейкосапфиром. Активный рубиновый стержень получают путем плавления порошкообразной шихты $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cr}_2\text{O}_3$ в высокотемпературном пламени с последующей кристаллизацией расплава на вращающейся затравке. В таком

процессе происходит изоморфное замещение в решетке матрицы части ионов Al^{3+} ионами Cr^{3+} . В лазерном кристалле содержится около 0,05% ионов хрома, а их абсолютная концентрация составляет $\sim 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Такова концентрация активных центров в этом лазерном элементе.

Матрица из лейкосапфира прозрачна в спектральном диапазоне длин волн от ~ 200 до $\sim 600 \text{ нм}$, она обладает высокой механической прочностью и хорошо поддается оптической обработке. Включенные в матричную решетку ионы хрома Cr^{3+} находятся в невозбужденном состоянии. Под воздействием достаточно мощного оптического излучения (накачка) они переходят в возбужденное состояние. Энергетический спектр трижды ионизованного хрома определяется переходами трех электронов основного уровня $3d$ на более высокие энергетические уровни. Но ион хрома в матрице окружен шестью отрицательными ионами O^{2-} , образующими октаэдр. Следовательно, он помещен в сильное электрическое поле этих ионов, что смещает его энергетические уровни по сравнению с их положением у изолированного иона.

Рубиновые стержни изготавливаются диаметром от 3,5 до 20 мм и длиной от 45 до 300 мм. Коэффициент преломления для обыкновенной волны равен 1,769, а для необыкновенной волны соответственно 1,76.

Недостатки рубинового элемента: 1) значительная оптическая неоднородность из-за дефектов кристаллической решетки; 2) неравномерное распределение ионов хрома в матрице. Обычно в центральной части стержня концентрация хрома меньше, чем на краях, соответственно там и коэффициент преломления меньше. В результате образец с взаимно параллельными торцевыми поверхностями ведет себя как рассеивающая линза. Эти же особенности вызывают повышенную расходимость лазерного луча. Для уменьшения таких отрицательных эффектов применяют отжиг кристалла и компенсацию оптической неоднородности путем придания поверхности одного из торцов сферической формы с соответственно подобранным радиусом кривизны. С целью компенсации линзового эффекта в оптический резонатор вводят положительную линзу. К недостаткам рубина следует отнести также относительно высокий коэффициент поглощения излучения в полосе оптической накачки. По этой причине диаметр стержня ограничивается, а проработка светом уменьшается по мере продвижения от края к центру.

Алюмоиттриевый гранат (YAG). Это кристалл $Y_3Al_5O_{12}$, активированный трехвалентными редкоземельными ионами. Такими, например, как эрбий Er^{3+} , гольмий Ho^{3+} , празеодим Pr^{3+} , неодим Nd^{3+} , тулий Tu^{3+} и другими. Широко используется в качестве присадки неодим, трехзарядный ион которого замещает в кристалле трехвалентный ион иттрия. Это вызвано тем, что получение генерации на гранате с присадкой большинства редкоземельных ионов требует низких температур ($\sim 77 \text{ K}$). К этому неудобству добавляется наличие высокого порога возбуждения. У YAG:Nd порог возбуждения относительно низкий, и нет необходимости прибегать к глубокому охлаждению кристалла. Оптимальная концентрация ионов Nd^{3+} – до 3%. YAG обладает

высокой механической прочностью и хорошей теплопроводностью. Это позволяет осуществлять лазерную генерацию не только в импульсном, но и в частотно-импульсном режиме. В частности, при умеренных энергетических режимах возможна генерация с частотой повторения импульсов до нескольких килогерц.

Стекла с присадкой неодима. Стеклянные матрицы, активированные редкоземельными ионами, имеют ряд преимуществ перед кристаллическими матрицами:

- Они просты и относительно дешевы в изготовлении;
- Позволяют изготавливать стержни и диски больших размеров и любой формы, что обеспечивает получение больших энергий излучения от одного элемента (до нескольких кДж);
- Обладают высокой оптической однородностью и обеспечивают более высокий к.п.д.

Но стеклам присущи и серьезные недостатки. Среди наиболее серьезных – сравнительно низкая теплопроводность, исключая возможность их использования в частотно-импульсном режиме, относительно низкая механическая прочность, проявление «эффекта старения». Эффект старения связан с тем, что в состав любого стекла входит нежелательная примесь окиси железа FeO в количестве не более 0,01%. Под действием ультрафиолетовой составляющей оптического излучения протекает фотохимическая реакция перехода окиси в закись железа. Но закись железа даже в столь небольших количествах резко повышает коэффициент поглощения стекла на длине волны лазерной генерации. Поэтому со временем начинает снижаться к.п.д. и выходная энергия лазерной генерации.

В качестве матриц применяются стекла разных типов и марок: силикатные, боратные, лантановые и литий-лантан-фосфатные. Например, одна из разновидностей силикатных стекол – бариевое стекло, имеет такой состав: SiO₂ – 59%, BaO – 25%, K₂O – 15%, Sb₂O₃ – 1%. В процессе изготовления активного элемента в стеклянную шихту добавляют от 0,13 до 2% Nd₂O₃. Более высокие концентрации присадки нежелательны, они ведут к заметному снижению времени жизни возбужденного уровня иона неодима вследствие концентрационного тушения. А этот уровень является верхним лазерным уровнем. Для повышения фотохимической устойчивости стекла в него вводят небольшое количество церия. Пока наибольшее распространение получили активные элементы, матрицей которых служат литий-лантан-фосфатные стекла (для краткости просто фосфатные стекла). В них допустимо почти полное замещение лития неодимом, что обеспечивает к.п.д. твердотельных лазеров, достигающий 5%.

Активные стержни могут иметь как круглое, так и прямоугольное сечение. Обычные геометрические размеры стержней: диаметр (или сторона прямоугольника) от 5 до 60 мм, длина от 80 до 1200 мм. При накачке активных стержней со стеклянной матрицей оптическим излучением, активирующая

присадка ионов Nd^{3+} возбуждается точно так, как это происходит в случае кристаллической матрицы. Но есть и различия. В стекле проявляются заметные локальные неоднородности полей, создаваемых ближайшим окружением иона неодима. Поэтому линия люминесценции $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ в стекле сильно уширена, порядка 30 нм . В кристалле YAG уширение не превышает $0,7 \text{ нм}$. Соответственно лазер на стекле создает более богатую модовую структуру генерируемого излучения и меньшее усиление, чем лазер на гранате. С другой стороны, время жизни верхнего лазерного уровня в случае YAG:Nd составляет $0,2 \text{ мс}$, а в случае стекла с неодимом – $0,7 \text{ мс}$, что благоприятствует концентрации возбужденных центров на верхнем лазерном уровне.

Различают два механизма функционирования лазеров с активными твердотельными средами. Первый проявляется в среде, где под воздействием мощного оптического излучения накачки подавляющая часть ионов-активаторов возбуждается до верхних энергетических уровней, откуда совершается безизлучательный переход на промежуточный метастабильный уровень. Благодаря продолжительному времени жизни метастабильного уровня, на нем накапливаются возбужденные ионы. Между метастабильным уровнем и обедненным основным состоянием ионов возникает инверсная населенность, обеспечивающая генерирование когерентного излучения. Такой механизм получил название *трехуровневой схемы*. Второй механизм действует в среде, где возбужденные до некоторых верхних энергетических состояний ионы-активаторы безизлучательно переходят на промежуточный метастабильный уровень, а инверсная населенность возникает между метастабильным уровнем и нижележащим промежуточным уровнем, способным очень быстро безизлучательно расселяться на основное состояние ионов. Этот механизм назван *четырёхуровневой схемой*. Механизм первого типа осуществляется в рубиновом лазере, а механизм второго типа – в лазерах на стеклах и на гранате с присадкой неодима.

Рубиновый лазер. На рис. 4.15 представлена схема энергетических уровней иона Cr^{3+} , включенных в кристаллическую решетку рубина. Две мощные полосы 4F_1 и 4F_2 образованы расщепленными группами линий, возникших в результате сильного взаимодействия внешней оболочки хрома $3d$ с полем кристаллической решетки. Центр полосы 4F_1 соответствует переходу с $\lambda = 410 \text{ нм}$ (голубая полоса), а центр полосы ${}^4F_2 - \lambda = 560 \text{ нм}$ (зеленая полоса). Ширина каждой полосы порядка 100 нм . Переходы обозначены буквами U, Y, B, R . Линия R расщепляется на две, так как расщепляется ее верхний энергетический уровень 2E и расстояние между подуровнями составляет 29 см^{-1} . При комнатной температуре длина волны компонента R_1 равна $\lambda_1 = 694,3 \text{ нм}$, а компонента $R_2 - \lambda_2 = 692,8 \text{ нм}$.

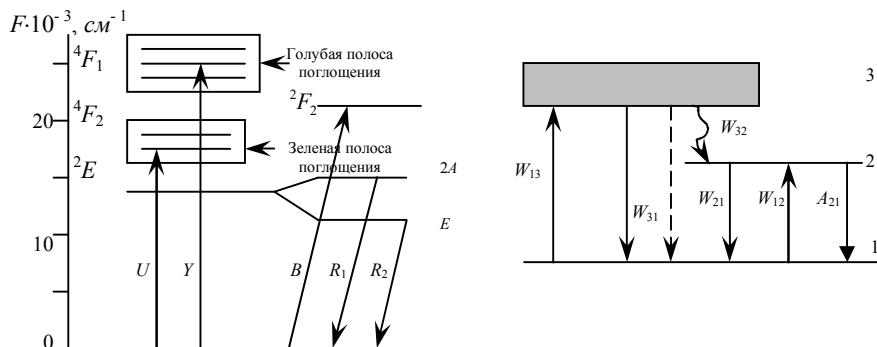


Рисунок 4.15 Схема энергетических уровней иона Cr^{3+} в рубине

Обозначим основное состояние как уровень 1 (на самом деле оно расщеплено на два подуровня, расстояние между которыми $0,38 \text{ см}^{-1}$). Оптическая накачка в спектральном диапазоне $400 - 600 \text{ нм}$ обеспечивает заселение полос $4F_1$ и $4F_2$ через переходы U и Y соответственно. Для простоты эти полосы можно объединить, обозначив их как уровень 3. В полосах накачки U и Y поглощение составляет $2 \div 3 \text{ см}^{-1}$. Это заметное поглощение, и оно накладывает ограничение на допустимый диаметр рубинового стержня. Так, максимальный диаметр не должен превышать примерно $2,5 \text{ см}$, иначе центральная зона стержня не будет прорабатываться светом даже при применении двухстороннего освещения. Пороговое значение плотности энергии накачки в зеленой полосе составляет $\sim 3 \text{ Дж/см}^3$.

Из полос уровня 3 совершается безизлучательный переход возбужденных ионов в дублетное состояние $2E$, которое назовем уровнем 2. Это состояние служит верхним лазерным уровнем. Если накачка обладает достаточной мощностью, чтобы быстро обеднить основное состояние и плотно заселить F -состояния (уровень 3), а вероятность перехода иона из состояния 3 в состояние 2 достаточно велика, то при условии достаточно большого времени жизни уровня 2 возникает инверсная населенность между уровнями 2 и 1. Это обеспечивает получение лазерной генерации на переходах R . Уровень 2 рубина оказался метастабильным, что обеспечило требование о достаточно большом времени жизни ионов на этом уровне. Вместо схемы энергетических уровней удобнее пользоваться эквивалентной схемой. Из нее наглядно видно, что рубиновый лазер работает по трехуровневой схеме.

Генерация в рубиновом лазере возникает не сразу после включения накачки. Требуется некоторое время для протекания переходного процесса, в

ходе которого нижний уровень обедняется настолько, что появляется инверсная населенность.

Оценки показывают, что пороговое значение инверсной населенности у рубина составляет $\Delta_n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а минимально необходимая накачка в идеальном случае равна $\sim 3,1 \text{ Дж/см}^3$. Но так как идеальный случай не реализуется, то практически эта энергия оказывается на 1,5 – 2 порядка выше.

Лазеры на гранате и на стеклах с присадками неодима. Энергетические спектры граната и стекла с присадками неодима в основном совпадают. Схема уровней иона Nd^{3+} в этих средах представлена на рис. 4.16. Из основного состояния иона ${}^4J_{9/2}$ осуществляется возбуждение в полосы накачки, откуда происходит быстрый переход ионов на метастабильный уровень ${}^4F_{3/2}$, время жизни которого в случае YAG составляет 0,2 мс, а в случае стекла – 0,7 мс. Лазерный переход происходит между метастабильным уровнем и одним из нижележащих уровней 4J , но наиболее вероятен переход ${}^4F_{3/2} \Rightarrow {}^4J_{11/2}$ с излучением на длине волны $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$. Уровень ${}^4J_{11/2}$, в свою очередь, очищается за счет релаксации возбужденных ионов в основное состояние.

Эквивалентная схема энергетических уровней лазера представлена на рис. 4.16.

Эта четырехуровневая схема дает наглядное представление о процессе образования инверсной населенности. Обозначения: w_{14} – вероятность возбуждения ионов излучением накачки; w_{32} – вероятность индуцированного излучения на частоте ν_{32} ; w_{21} и w_{12} – соответственно вероятности безизлучательных переходов между уровнями 1 и 2, причем

$$w_{12} = w_{21} \text{Exp}\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right). \quad (4.3)$$

$\tau_{43} = 1/A_{43}$ – время жизни уровня 4, определяемое релаксацией частиц на уровень 3; $\tau_{32} = 1/A_{32}$ – время жизни метастабильного состояния.

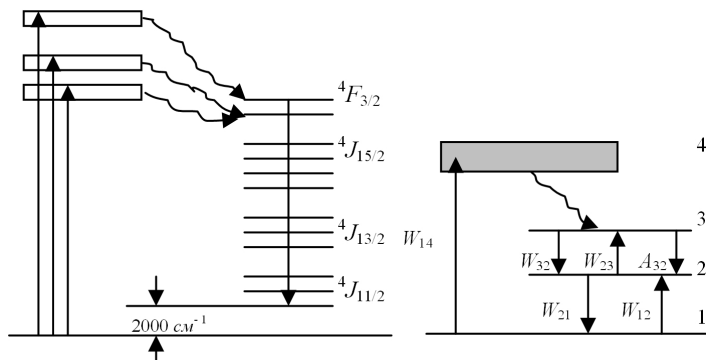


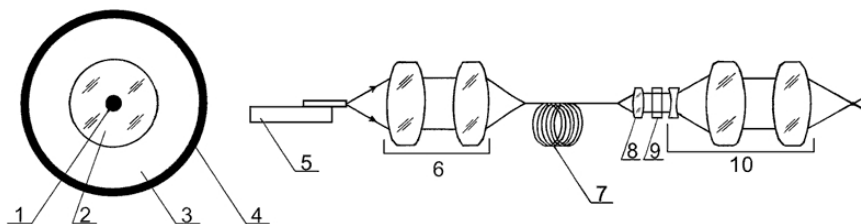
Рисунок 4.16. Эквивалентная схема энергетических уровней лазера на неодиме

Применение лазерного стекла в качестве активного элемента в твердотельных лазерах известно давно. В отличие от кристаллов, лазерные стекла имеют неупорядоченную внутреннюю структуру. Наряду со стеклообразующими компонентами SiO_2 , B_2O_3 , P_2O_5 , BeF_2 , в них содержатся Na_2O , K_2O , Li_2O , MgO , CaO , BaO , Al_2O_3 , Sb_2O_3 . Активными примесями чаще всего служат ионы неодима Nd^{3+} ; используются также гадолиний Gd^{3+} , эрбий Er^{3+} , гольмий Ho^{3+} , иттербий Yb^{3+} . Концентрация ионов неодима Nd^{3+} в стеклах доходит до 6% (по массе).

4.8 Волоконный лазер

Логическим развитием твердотельных лазеров стали волоконные лазеры, где в качестве накачки также используются лазерные диоды. Эти источники были разработаны для телекоммуникационных систем волоконной связи, где они применяются в качестве усилителей сигналов. Представьте себе, что кристалл, в котором происходит генерация полезного лазерного излучения, как бы растянут на несколько десятков метров и представляет собой сердцевину волокна диаметром несколько микрон, которая находится внутри кварцевого волокна. Излучение диодов направляется в кварцевое волокно, и на всем его протяжении происходит оптическая накачка сердцевинки. Волоконные лазеры имеют очень высокую (до 80%) эффективность преобразования излучения лазерных диодов в полезное излучение. Для обеспечения их работы достаточно воздушного охлаждения. Эти лазерные источники весьма перспективны для систем цифровой записи печатных форм.

На рис. 4.17 представлена схема работы волоконного лазера с полупроводниковой накачкой и в общем виде весь оптический тракт вплоть до обрабатываемого материала.



1 – сердцевина, легированная иттербием, диаметр 6–8 мкм; 2 – кварцевое волокно, диаметр 400–600 мкм; 3 – полимерная оболочка; 4 – внешнее защитное покрытие; 5 – лазерные диоды оптической накачки; 6 – оптическая система накачки; 7 – волокно (до 40 м); 8 – коллиматор; 9 – модулятор света; 10 – фокусирующая оптическая система

Рисунок 4.17. Оптическая система с волоконным лазером

Главная особенность этого лазера состоит в том, что излучение здесь рождается в тонком, диаметром всего 6–8 *мкм*, волокне (сердцевине; например, активной средой может быть иттербий), которое находится внутри кварцевого волокна диаметром 400–600 *мкм*. Излучение лазерных диодов накачки вводится в кварцевое волокно и распространяется вдоль всего сложного составного волокна, имеющего в длину несколько десятков метров. Излучение оптически накачивает сердцевину, и именно здесь, на атомах иттербия, происходят физические превращения, приводящие к возникновению лазерного излучения. Вблизи концов волокна на сердцевине делают два так называемых дифракционных зеркала в виде набора насечек на цилиндрической поверхности сердцевины (дифракционные решетки) – так создается резонатор волоконного лазера. Общую длину волокна и количество лазерных диодов выбирают, исходя из требуемой мощности и эффективности. На выходе получается идеальный одномодовый лазерный пучок с весьма равномерным распределением мощности, что позволяет сфокусировать излучение в пятно малого размера и получить большую, чем в случае мощных твердотельных Nd:YAG-лазеров, глубину резкости. Стоит также отметить, что ряд таких свойств излучения волоконных лазеров, как, например, характер поляризации пучка, делает удобным и надежным управление этим излучением с помощью акустооптических устройств и позволяет реализовать многолучевые схемы записи изображений. Поскольку оптическая накачка идет по всей длине волокна, то отсутствуют такие свойственные обычным твердотельным лазерам эффекты, как термолинза в кристалле, искажения волнового фронта вследствие дефектов самого кристалла, нестабильность луча во времени и др., которые всегда препятствовали достижению максимальных возможностей твердотельных систем. Однако сами принципы строения и работы волоконного лазера гарантируют высокие эксплуатационные характеристики и делают данные устройства совершенными преобразователями светового излучения в лазерное.

4.9 Химические лазеры

К химическим относятся лазерные генераторы, инверсия населенностей в рабочей среде которых создается при протекании химических реакций компонентов этой среды.

Различают два вида химических лазеров: с иницированием химической реакции и «чисто химические» (без внешнего иницирования). В первом случае для обеспечения условий, необходимых для возникновения и протекания химической реакции, требуется предварительное возбуждение тех или иных реагентов, вступающих в реакцию (диссоциация, фотодиссоциация, нагревание и т. д.). Что приводит к необходимости использования специальных дополнительных иницирующих устройств, таких как электрические разрядники, нагревательные камеры, ударные трубы и т. д. Во втором случае

химическая реакция возникает самопроизвольно при смешивании компонентов. В зависимости от вида химического лазера эффективность их характеризуется либо КПД для химических лазеров с иницированием реакции, либо коэффициентом преобразования энергии химической реакции в энергию стимулированного излучения. Заметим, что для лазеров с иницированием реакции часто приводится и коэффициент преобразования. Генерация излучения в химических лазерах обусловлена появлением инверсной населенности между колебательно-вращательными или вращательными уровнями двухатомных молекул, образующихся в результате химического взаимодействия продуктов реакции.

К настоящему времени известна группа реакций, приводящих к образованию инверсной населенности и возможности возбуждения стимулированного излучения. Достоинствами химических лазеров являются высокий КПД (10 ... 15%) и высокое значение энергии, снимаемой с единицы объема. Недостаток химических лазеров заключается в токсичности большинства используемых веществ. Рассмотрим для примера лазер на основе реакции $F_2 + H_2 \rightarrow HF^* + H$. В нем охлаждение рабочей смеси осуществляется за счет быстрого расширения рабочей смеси, проходящей через сопло, а иницирование химической реакции осуществляется за счет электрического разряда.

Конструкция лазера приведена на рис. 4.18. Генератор состоит из рабочей камеры 1, в которую поступают газовые компоненты N_2 и SF_6 , электродов K и A , и A , создающих область дугового разряда 2, и сопла 3. Лазер работает следующим образом. В области дугового разряда производится нагревание молекулярного азота N_2 до температуры $2500^\circ C$. Нагретый молекулярный азот смешивается с гексафторидом серы SF_6 , и за счет передачи тепловой энергии от молекул азота молекулам SF_6 происходит диссоциация последних, сопровождающаяся образованием атомарного фтора F .

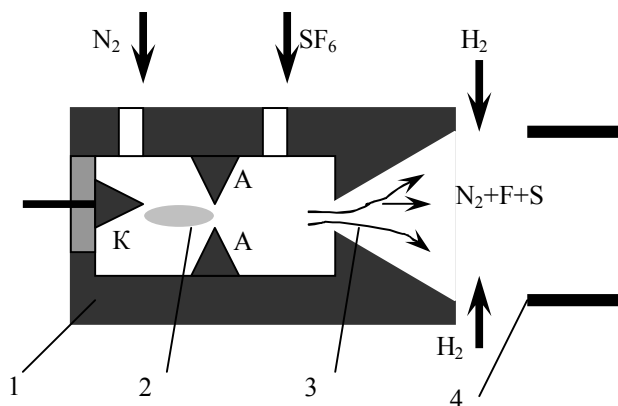


Рисунок 4.18. Конструкция газодинамического лазера на основе химической реакции

Полученная таким образом газовая смесь N_2+F+S продувается со сверхзвуковой скоростью через сопло с поперечным сечением размером $1,25 \times 17,8$ см. При последующем добавлении в зону расширения потока молекулярного водорода происходит иницирование химической реакции вида $F_2+H_2 \rightarrow HF^*+H$, сопровождающееся появлением возбужденных молекул фтористого водорода HF^* и атомарного водорода H . Возбуждение молекул фтористого водорода обусловлено экзотермическим характером протекающей реакции, в ходе которой выделяется энергия, равная $134,4$ Дж/моль.

В области расширения перпендикулярно потоку газов устанавливаются зеркала резонатора 4.

В первых образцах химических лазеров мощность генерации в диапазоне длин волн $2,7 \dots 2,9$ мкм составляла около 1 Вт, в дальнейшем выходная мощность излучения генераторов подобного типа была увеличена до 500 Вт.

Дальнейшим развитием химических лазеров является создание приборов, работающих на прямом преобразовании энергии химических реакций в энергию когерентного излучения без дополнительных внешних источников энергии.

4.10 Лазер на красителях

Активная среда лазера на красителе состоит из раствора органического красителя. Когда краситель возбуждается внешним источником коротковолнового излучения, он излучает на более длинных волнах или флуоресцирует, поглощая фотон на длине волны возбуждения, а затем излучая фотон на длине волны флуоресценции. Разность энергии фотонов идет на безызлучательные переходы и в конечном счете переходит в тепло.

На рис. 4.19. приведены спектры поглощения и флуоресценции типичного лазерного красителя. Кривая флуоресценции, захватывающая желтую и большую часть красной области спектра, сдвинута в более длинноволновую область по отношению к кривой поглощения, занимающей голубой и зеленый участки спектра. Эта ситуация аналогична рассмотренной здесь при опи-

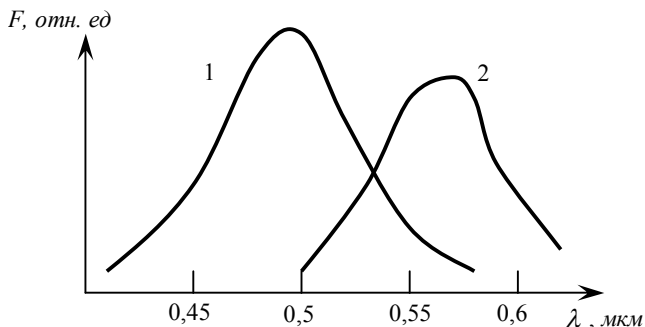


Рисунок 4.19. Типичные спектры возбуждения (1) и флуоресценции (2) красителя

сании лазера на рубине: излучение лампы накачки лежит преимущественно в зеленой и голубой областях спектра, а кристалл рубина флуоресцирует в красной области.

Существенное

различие заключается в том, что краситель флуоресцирует в исключительно широком диапазоне частот видимой области спектра в противоположность очень узкой полосе флуоресценции типичного твердотельного лазера.

Синглет-триплетные переходы $S1 \rightarrow T1$ (интеркомбинационные переходы 2) приводят к сильному поглощению лазерного излучения и срыву генерации за счет перехода $T1 \rightarrow T2$, ограничивающих выходную мощность (переходы 1). Широкий спектр флуоресценции красителя можно объяснить с помощью приведенной на рис. 4.20 схемы энергетических уровней типичной молекулы красителя.

Молекула красителя имеет две группы состояний: синглетные (S_0 , S_1 и S_2) и триплетные (T_1 и T_2). (Синглетные состояния возникают, когда полный спин возбужденных электронов в молекуле равен нулю, а триплетные – когда спин равен единице.) Как мы уже отмечали при рассмотрении правил отбора и радиационных времен жизни, синглет-триплетные и триплет-синглетные переходы маловероятны по сравнению с синглет-синглетными и триплет-триплетными переходами. Накачка лазера на красителях происходит при поглощении фотонов, которые переводят молекулы из основного состояния S_0 в первое возбужденное состояние S_1 . Затем происходит быстрый безизлучательный переход в наинизшие из уровней состояния S_0 .

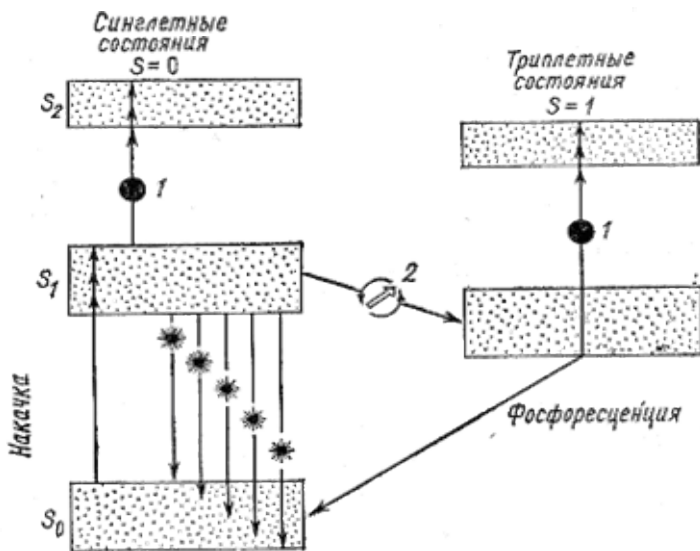


Рисунок 4.20. Диаграмма уровней для лазера на красителях

Стимулированное излучение возникает при переходе между уровнем, расположенным вблизи дна состояния S_1 , и некоторым промежуточным уровнем состояния. Так как состояния S_0 и S_1 содержат множество отдель-

ных колебательно-вращательных подуровней, показанных на рис. 4.20 отдельными линиями, то возникающая линия излучения весьма широка. Триpletные состояния T_1 и T_2 не участвуют непосредственно в генерации излучения, тем не менее наличие их весьма существенно. Имеется некоторая малая вероятность того, что будет иметь место запрещенный переход $S_1 \rightarrow T_1$ (называемый интеркомбинационным переходом). Так как переход $T_1 \rightarrow S_0$ (фосфоресценция) также является запрещенным, молекулы имеют тенденцию накапливаться в состоянии T_1 . Но переход $T_1 \rightarrow T_2$ является разрешенным, и, к сожалению, диапазон частот для этого перехода почти в точности равен диапазону рабочих частот лазера. Как только в результате переходов значительное число молекул накапливается в состоянии T_1 поглощение на переходе $T_1 \rightarrow T_2$ быстро уменьшает коэффициент усиления и может сорвать генерацию. По этой причине некоторые лазеры на красителях работают в импульсном режиме при длительности импульса меньшей, чем та, которая требуется для достижения заметных значений населенности состояния T_1 . Для некоторых красителей может также иметь место поглощение, связанное с переходами в более высокие синглетные состояния ($S_1 \rightarrow S_2$), поэтому следует выбирать такие красители, у которых частоты этих переходов не лежат в интересующей исследователя спектральной области.

Таблица 4.1.

Красители, применяемые в лазерах,
и диапазон их возбуждения и перестройки

Краситель	Накачка	Спектр излучения, мкм	Центральная длина волны, мкм
Карбостирил 165	1,5 Вт, УФ	415–490	450
Кумарин 120	1,5 Вт, УФ	425–475	445
Кумарин 2	1,8 Вт, УФ	430–490	450
Родамин 6Ж	4 Вт, суммарн.	565–657	595
Родамин В	4 Вт, суммарн.	608–680	635
Карбазин 720	5 Вт, суммарн.	670–700	685

Использование различных красителей в качестве активных сред позволило осуществлять плавную перестройку рабочей частоты в широком диапазоне, охватывающем почти всю видимую область спектра. Из таблицы видно, что применение родамина 6Ж характерно для многих систем; это связано с его высоким КПД преобразования (примерно 20%) и широким спектральным диапазоном перестройки. Максимальная выходная мощность лазера на красителях зависит от используемого растворителя и качества юстировки оптического резонатора. Некоторые добавки, такие, как циклооктатетрен, могут слегка сдвигать полосу флуоресценции красителя и увеличивать мощность излучения.

4.11 Лазер на свободных электронах

Их принцип основан на том, что движущаяся заряженная частица приводится в колебательное движение поперек направления своего движения.

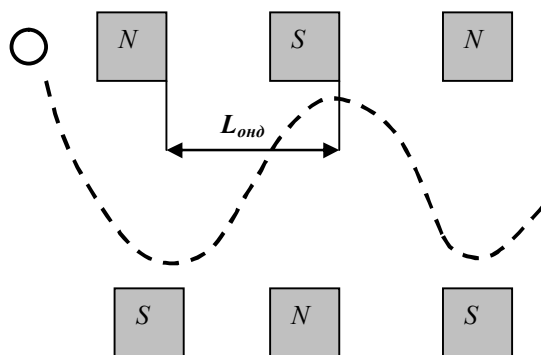


Рисунок 4.21. Схема модулятора

При этом возникает излучение в малом телесном угле вперед по направлению ее движения. Это излучение зависит от продольной скорости частицы, и шага ондулятора. Оно может быть когерентным.

Для того чтобы частица имела поперечные колебания, применяется система называемая ондулятором. По принципу воздействия на заряженные частицы ондуляторы делятся на электростатические и магнитные. Здесь рассматривается магнитная система (рис. 4.21).

Недостатком существующих ондуляторов является то, что для создания необходимого магнитного поля (МП) используются постоянные электромагниты с сердечником. Это конструктивно ограничивает шаг ондулятора – L_{ond} (период изменения МП в системе). Для создания интенсивного пучка ДЗЧ и увеличения выходной мощности ЛСЭ, может быть применена многоканальная схема со сложением отдельных пучков (рис. 4.22).

Недостатком существующих ондуляторов является то, что для создания необходимого магнитного поля (МП) используются постоянные электромагниты с сердечником. Это конструктивно ограничивает шаг ондулятора – L_{ond} (период изменения МП в системе). Для создания интенсивного пучка ДЗЧ и увеличения выходной мощности ЛСЭ, может быть применена многоканальная схема со сложением отдельных пучков (рис. 4.22).

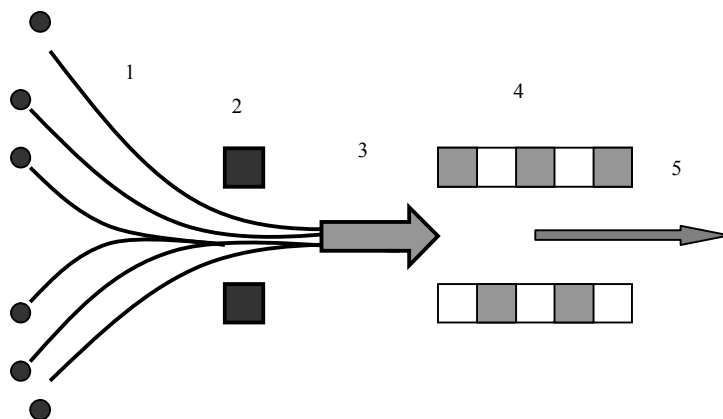


Рисунок 4.22. Многоканальная схема лазера на свободных электронах со сложением пучков

Особенностями данной схемы являются:

1. Применение для сборки пучков универсальной магнитной линзы в рассеивающем режиме, что уменьшает апертуру суммарного пучка ДЗЧ.

2. Применение магнитного ондулятора со сверхмалым, регулируемым периодом, что позволяет значительно повысить частоту выходного излучения. Источником заряженных частиц могут быть электронные и ионные пушки, радиоактивные источники высокой интенсивности.

Другая схема реализации лазера на свободных электронах основана на использовании эффекта комптона-рассеяния фотонов на электронах пучка. Сущность эффекта заключается в рассеянии фотонов свободными электронами при их встречном столкновении. Полагается, что столкновение фотона с электроном происходит по закону упругого удара, при котором выполняются законы сохранения энергии и импульса сталкивающихся частиц. При столкновении электрон может отдать значительную часть своего импульса и энергии фотону, который как бы отражается от электрона и распространяется в обратном направлении. При этом энергия фотона-кванта исходного электромагнитного излучения преобразуется в энергию фотона отраженного излучения.

При определенных энергетических параметрах заряженных частиц и фотонов излучение, например, сантиметрового диапазона длин волн может быть преобразовано в излучение видимого или ИК диапазона.

4.12 Лазеры с p - n -переходами и гетеропереходами

Инжекция электронов или дырок в область p - n -перехода приводит к спонтанной рекомбинации и вызывает излучение некогерентного света. В лазере на p - n -переходе за счет инжекции носителей возникает инверсия населенности уровней. Свет, излучаемый лазером, является когерентным.

Лазер с p - n -переходом отличается от других твердотельных (например, рубиновых), газовых (He-Ne, CO₂) и жидкостных лазеров. Он имеет весьма малые размеры, и высокий электрооптический КПД, превышающий 50%. Выходной пучок света такого лазера легко модулировать, изменяя ток через переход. Полупроводниковый лазер имеет широкое применение, особенно важным является использование его в качестве источника света для волоконно-оптических линий связи.

Как известно, переход электрона с нижнего энергетического уровня на более высокий совершается за счет поглощения фотона. Обратный переход электрона с более высокого на более низкий уровень сопровождается либо спонтанным, либо вынужденным испусканием фотона. В рассматриваемом лазере имеют место оба процесса, однако второй является преобладающим. За счет инверсии населенности уровней число фотонов, участвующих в процессе вынужденного излучения, превышает число поглощенных фотонов. Кроме того, здесь используется явление удержания фотонов, в результате

плотность потока фотонов вынужденного излучения превышает плотность потока спонтанного излучения (для удержания фотонов применяют оптический резонатор Фабри – Перо, образованный плоскопараллельными отполированными гранями кристалла).

Чтобы создать режим инверсии населенности, в полупроводниковом лазере используют p и n -области с высоким уровнем легирования (вырожденный полупроводник). Кроме того, обеспечивают условие $eU > \Delta E_g$. Как следствие, число электронов вблизи дна зоны проводимости оказывается большим, чем вблизи потолка валентной зоны. Для этого требуется, чтобы рекомбинация электронно-дырочных пар происходила непосредственно. Поэтому здесь нельзя использовать такие полупроводники, как кремний и германий, а необходимо использовать материалы с прямыми переходами зона-зона.

Процесс инверсии населенности в рассматриваемой структуре можно адекватно описать с помощью квазиуровней Ферми. Концентрация электронов, инжектированных в слой с инверсной населенностью, а также различные диффузионные длины для p -области оказываются большими, чем при равновесии. Это же относится к дыркам, инжектированным в n -область. Уравнения, которые описывают концентрации носителей в стационарном состоянии, имеют вид:

$$n = N_C \text{Exp} \left(-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT} \right), \quad (4.4)$$

$$p = N_V \text{Exp} \left(-\frac{E_{Fp} - E_V}{rN} \right). \quad (4.5)$$

Отсюда можно получить энергетические диаграммы и вычислить соответствующие распределения концентрации носителей.

На рис. 4.23 представлена энергетическая диаграмма классического полупроводникового лазера на арсениде галлия GaAs, излучающего в инфракрасном диапазоне. Другой классический диодный лазер на GaAs создает излучение видимого диапазона.

В лазере на арсениде галлия напряжение должно выбираться таким, чтобы выполнялось неравенство $eU > h\nu$, где ν – частота излучения. Такое напряжение поддерживает замещение электронно-дырочных пар, исчезающих с испусканием фотонов, инжектируя новые носители заряда.

Если обратиться к простейшей модели лазерного диода показанного на рис., то полное число электронов в активной области равно $nhwd$.

Скорость изменения количества электронов за счет спонтанной рекомбинации составляет величину $nl dw/\tau_n$, и эти потери должны быть восполнены за счет инжекции. Необходимое число электронов, инжектируемых в единицу времени, равно $(I/e)\eta$, где I – ток инжекции, η – квантовая эффективность, показывающая, какая часть инжектированных электронов рекомбинирует с испусканием света. В результате получим соотношение

$$\frac{nlwd}{\tau_n} = \frac{I\eta}{t} \quad (4.6)$$

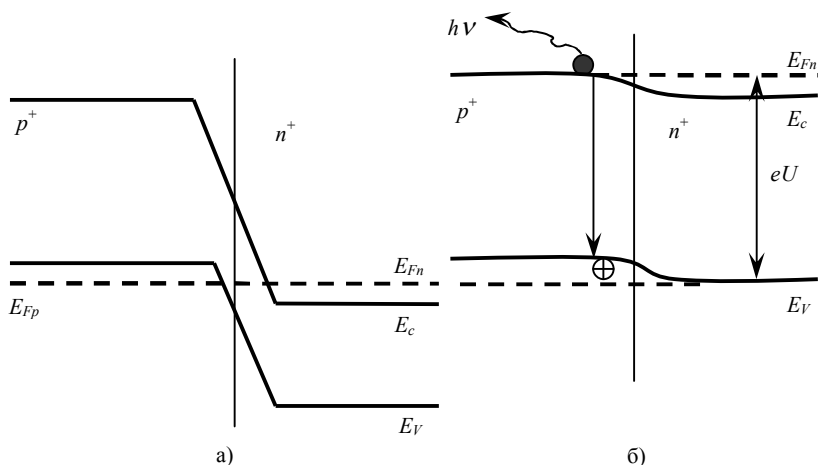


Рисунок 4.23. Энергетические диаграммы полупроводникового лазера: *a* – при отсутствии напряжения смещения; *б* – при прямом смещении и инверсии населенности в *p*-области вблизи *p-n*-перехода

Для возникновения лазерной генерации необходимо, чтобы усиление в петле обратной связи стало равным единице. Если отражательные способности обоих зеркал резонатора (торцов кристалла) одинаковы, то условие возникновения генерации примет вид

$$\text{Re } xp(M - \alpha)l = 1, \quad (4.7)$$

откуда следует, что пороговая плотность тока равна

$$j = \frac{8\pi n^2 v^2 e d}{c^2 \eta g(v)} \left(\alpha - \frac{1}{l} \text{Ln}R \right), \quad (4.8)$$

где η – квантовая эффективность, α – коэффициент потерь излучения в кристалле, $g(v)$ – коэффициент формы линии излучения.

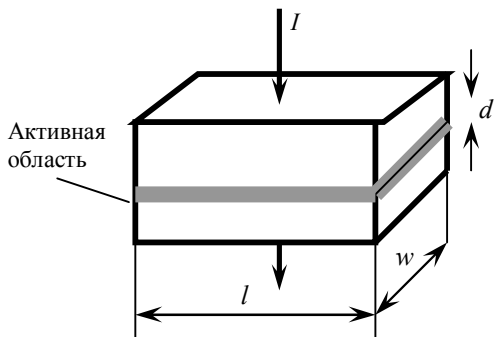


Рисунок 4.24. Схема лазерного диода

Но есть ли в кристалле вообще какие-либо потери? Световая волна, распространяющаяся в активной области, будет, конечно же, усиливаться, а не затухать. Но немалая часть излучения распространяется вне активной облас-

ти, где инверсии населенности нет. Потери при этом вызваны так называемым, поглощением на свободных носителях.

В простейшем лазерном диоде зеркалами резонатора служат сколы полупроводникового кристалла, которые обеспечивают коэффициент отражения порядка 0,292, при этом пороговая плотность тока достигает 820 А/см^2 . Полупроводниковые лазеры работают, в основном, в многомодовом режиме. Основное условие отбора мод в продольном направлении такое, что на длине полупроводникового кристалла l между отражающими плоскостями должно укладываться целое число полувольт:

$$m \left(\frac{\lambda}{2n} \right) - l ; \quad (4.9)$$

$$m\lambda = 2nl , \quad (4.10)$$

где m – целое число; n – показатель преломления полупроводника.

Для уменьшения токовых и оптических потерь используют гетеропереходы различных полупроводников, отличающихся друг от друга шириной запрещенной зоны. Первыми были созданы так называемые односторонние гетероструктуры. В этих структурах на слой GaAs p -типа, наращивался слой GaAlAs p -типа. В такой структуре электроны, прошедшие через активную область и не прореагировавшие с дырками, оказываются не в состоянии перейти в зону проводимости широкозонного полупроводника из-за наличия потенциального барьера высотой ΔE . В связи с этим они будут отражаться от этого потенциального барьера и вновь поступать в активную область, где с высокой вероятностью будут рекомбинировать с дырками. Это явление вызывает существенное увеличение квантовой эффективности процесса генерации.

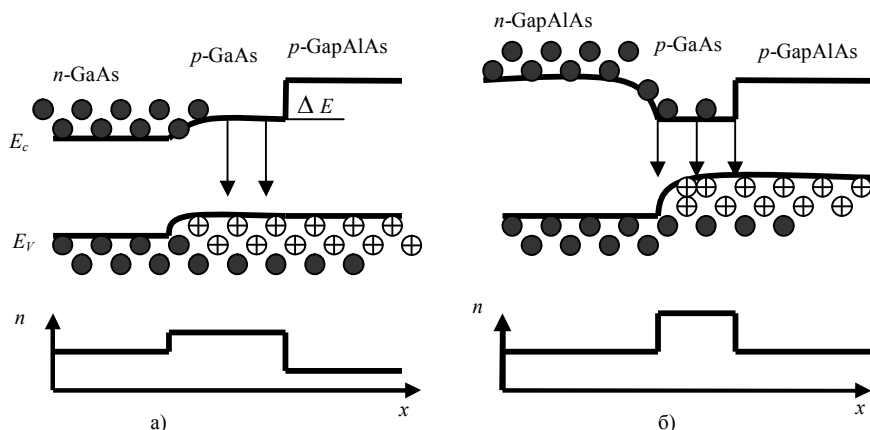


Рисунок 4.25. Гетероструктура с односторонним (а) и двухсторонним (б) ограничением

Кроме того, в такой структуре активная область – зона генерации – оказывается заключенной между узкозонным и широкозонным полупроводниками n - и p -типов с различными значениями показателя преломления по обе стороны p - n -перехода. Как известно, в такой системе наблюдается волноводный эффект, поскольку показатель преломления по обе стороны от активной зоны имеет меньшее значение, чем показатель преломления самой активной зоны. Волноводный эффект препятствует проникновению излучения в смежные с активной областью неактивные части полупроводника и способствует уменьшению величины оптических потерь.

Совокупное действие обоих факторов привело к существенному снижению плотности порогового тока накачки и одновременно увеличению дифференциальной квантовой эффективности, характеризующейся тангенсом угла наклона ватт-амперной характеристики, от 15...20 до 35... 50%. ОГС получили широкое распространение в конструкциях импульсных инжекционных лазеров.

4.12.1 Лазеры с перестройкой частоты

Лазер с распределенным брэгговским отражателем – изготавливается из двух или больше секций и использует по крайней мере, одну активную область (усилительную полость) и одну пассивную область, как показано на рис. 4.26.

Как показано на этом рис., пассивная область содержит дифракционную решетку. Каждый конец лазерной полости имеет отражающую поверхность. Длина волны лазера настраивается путем изменения пассивной области для того, чтобы изменить показатель преломления.

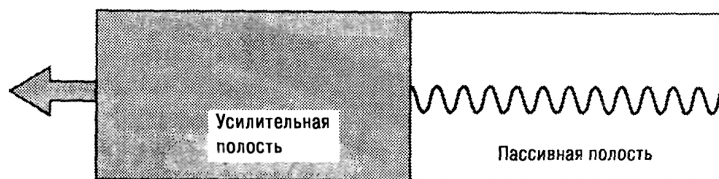


Рисунок 4.26. Схема лазера с распределенным брэгговским отражателем

Диапазон настройки лазера равен примерно 40 нм, он настраивается очень быстро. Одним из его недостатков является то, что эта схема может быть ограничена током насыщения. Другим недостатком является трудность управления длиной оптического пути между двумя отражателями на концах полости. В результате может возникнуть нестабильность или уширение линии.

Лазеры с внешней резонаторной полостью имеют характерную соответствующую названию конструкцию. Используя внешнюю резонаторную полость, можно осуществлять настройку длины волны лазера механически за счет настройки самой полости. Другие возможности такие же, как у других типов лазеров – за счет изменения тока или температуры полупроводникового материала.

На рис. 4.27 приведена схема лазера на основе дифракционной решетки, построенная с использованием конфигурации полости. Такой лазер фактически повторяет схему лазера с резонатором Фабри-Перо. Лазер состоит из отдельно изготовленных усилительной среды и внешнего резонатора. Сам же резонатор собран из отдельно изготовленных оптических узлов, таких как дифракционная решетка и зеркало, интегрируемых на определенном шаге сборки. Для настройки достаточно приложить напряжение к приводу MEMS (микроэлектромеханической системы), который вращает зеркало так, чтобы лазерный диод захватил определенную дифрагирующую волну. Фактическая длина волны на выходе лазера определяется совокупностью факторов: полосы усиления диода, дисперсией дифракционной решетки и структурой мод внешнего резонатора.

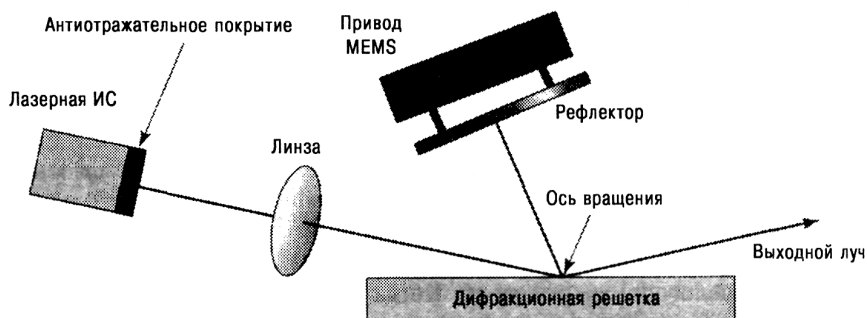


Рисунок 4.27. Настраиваемый лазер с внешним резонатором.

Обратите внимание, что вращение зеркала на приводе MEMS объединяется с усилительной средой лазерной ИС и дифракционной решеткой, для того чтобы поймать единственную длину волны, направленную обратно к лазерной ИС. Эта схема и формирует настраиваемый лазер с внешним резонатором

Лазеры имеют много привлекательных, для использования в оптических сетях и оптических мультиплексорах ввода-вывода, характеристик. Они имеют возможность непрерывной настройки в интересующем нас диапазоне и демонстрируют узкую полосу спектральной линии, с малым шумом и высокой стабильностью. Они также имеют относительно высокий уровень выходной мощности. Они не чувствительны к ударам и другим воздействиям окружающей среды. Их недостаток – большие размеры и стоимость.

Эти же самые приборы могут быть реконфигурированы так, чтобы сформировать настраиваемые приемники, контроллеры поляризации, оптические мониторы, переменные аттенюаторы, оптические переключатели и настраиваемые фильтры. Типичный перестраиваемый лазер на основе MEMS, имеет выходную мощность порядка 10 мВт и диапазон настройки 13 нм . Эти устройства могут иметь также 20 мВт мощности на выходе и перекрывать диапазон перестройки порядка 40 нм .

Сводная таблица видов лазеров и областей их применения

Рабочее тело	Длина волны	Источник накачки	Применение
<i>ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ</i>			
Гелий-неоновый лазер	632,8 нм (543,5 нм, 593,9 нм, 611,8 нм, 1,1523 мкм, 1,52 мкм, 3,3913 мкм)	Электрический разряд	Интерферометрия, голография, спектроскопия
Аргоновый лазер	488,0 нм, 514,5 нм, (351 нм, 465,8 нм, 472,7 нм, 528,7 нм)	Электрический разряд	Рамановская спектроскопия, фотолитография, накачка других лазеров
Криптоновый лазер	416 нм, 530,9 нм, 568,2 нм, 647,1 нм, 676,4 нм, 752,5 нм, 799,3 нм	Электрический разряд	Научные исследования, в смеси с аргоном лазеры белого света
Ксеноновый лазер	Множество спектральных линий по всему видимому спектру и частично в УФ- и ИК-областях	Электрический разряд	Научные исследования
Азотный лазер	337,1 нм	Электрический разряд	Накачка лазеров на красителях, микроэлектроника, исследование загрязнения атмосферы
Лазер на фтористом водороде	2,7 – 2,9 мкм (фтористый водород) 3,6 – 4,2 мкм (фторид дейтерия)	Химическая реакция горения этилена и трехфтористого азота (NF ₃)	Лазерные вооружения. Способен работать в постоянном режиме в области мегаваттных мощностей
Химический лазер на кислороде и йоде (COIL)	1,315 мкм	Химическая реакция в пламени синглетного кислорода и йода	Научные исследования, лазерные вооружения. Способен работать в постоянном режиме в области мегаваттных мощностей
Углекислотный лазер (CO ₂)	10,6 мкм, (9,4 мкм)	Поперечный (большие мощности) или продольный (малые мощности) электрический разряд	Обработка материалов (резка, сварка), хирургия
Лазер на моно-	2,6 – 4 мкм, 4,8 – 8,3	Электрический	Обработка материалов

оксиде углерода (СО)	<i>мкм</i>	разряд	(гравировка, сварка и т. д.), фотоакустическая спектроскопия
Эксимерный лазер	193 <i>нм</i> (ArF), 248 <i>нм</i> (KrF), 308 <i>нм</i> (XeCl), 353 <i>нм</i> (XeF)	Рекомбинация эксимерных молекул при электрическом разряде	Ультрафиолетовая литография в полупроводниковой промышленности, лазерная химия
<i>ЛАЗЕРЫ НА КРАСИТЕЛЯХ</i>			
Лазер на красителях	390–435 <i>нм</i> (Stilbene), 460–515 <i>нм</i> (Кумарин 102), 570–640 <i>нм</i> (Родамин 6G), другие	Другой лазер, импульсная лампа	Научные исследования, спектроскопия
<i>ЛАЗЕРЫ НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ</i>			
Гелий-кадмиевый лазер на парах металлов	440 <i>нм</i> , 325 <i>нм</i>	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия	Полиграфия, научные исследования
Гелий-ртутный лазер на парах металлов	567 <i>нм</i> , 615 <i>нм</i>	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия	Научные исследования, учебные лазеры
Гелий-селеновый лазер на парах металлов	до 24 спектральных полос от красного до УФ	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия	Научные исследования, учебные лазеры
Лазер на парах меди	510,6 <i>нм</i> , 578,2 <i>нм</i>	Электрический разряд	Скоростная фотография, накачка лазеров на красителях
Лазер на парах золота	627 <i>нм</i>	Электрический разряд	Научные исследования
<i>ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ</i>			
Рубиновый лазер	694,3 <i>нм</i>	Импульсная лампа	Первый представленный тип лазеров (1960)
Алюмоиттриевые лазеры с неодимом (Nd:YAG)	1,064 <i>мкм</i> , (1,32 <i>мкм</i>), 2 и 4 ая гармоника	Импульсная или непрерывная ламповая, или диодная накачка	Обработка материалов, лазерные дальнометры, лазерные целеуказатели, хирургия, научные исследования, накачка других лазеров. Один из самых распространенных лазеров высокой мощности

Лазер на фториде иттрия-лития с неодимом (Nd:YLF)	1,047 и 1,053 <i>мкм</i>	Импульсная лампа, лазерный диод	Наиболее часто используются для накачки титан-сапфировых лазеров, используя эффект удвоения частоты в нелинейной оптике
Лазер на ванадате иттрия (YVO ₄) с неодимом (Nd:YVO)	1,064 <i>мкм</i>	Лазерные диоды	Наиболее часто используются для накачки титан-сапфировых лазеров, используя эффект удвоения частоты в нелинейной оптике
Лазер на неодимовом стекле (Nd:Glass)	~1,062 <i>мкм</i> (Силикатные стекла), ~1,054 <i>мкм</i> (Фосфатные стекла)	Импульсная лампа, лазерные диоды	Лазеры сверхвысокой мощности (тераватты) и энергии (мегаджоули). Обычно работают в нелинейном режиме утроения частоты от 351 нм в устройствах лазерной плавки
Титан-сапфировый лазер	650–1100 <i>нм</i>	Другой лазер	Спектроскопия, лазерные дальномеры, научные исследования
Алюмоиттриевые лазеры с тулием (Tm:YAG)	2,0 <i>мкм</i>	Лазерные диоды	Лазерные радары
Алюмоиттриевые лазеры с иттербием (Yb:YAG)	1,03 <i>мкм</i>	Импульсная лампа, лазерные диоды	Обработка материалов, исследование сверхкоротких импульсов, мультифотонная микроскопия, лазерные дальномеры
Алюмоиттриевые лазеры с гольмием (Ho:YAG)	2,1 <i>мкм</i>	Лазерные диоды	Медицина
Литий-стронций(или кальций)-алюмофторидный лазер с церием (Ce:LiSAF, Ce:LiCAF)	~280–316 <i>нм</i>	Лазер Nd:YAG с учетверением частоты, Эксимерный лазер, лазер на парах ртути	Исследование атмосферы, лазерные дальномеры, научные разработки

Александритовый лазер с хромом	Настраивается в диапазоне от 700 до 820 <i>нм</i>	Импульсная лампа, Лазерные диоды. Для непрерывного режима – дуговая ртутная лампа	Дерматология, лазерные дальномеры
Оптоволоконный лазер с эрбием	1,53–1,56 <i>мкм</i>	Лазерные диоды	Оптические усилители в оптоволоконных линиях связи
Лазеры на фториде кальция, с ураном (U:CaF ₂)	2,5 <i>мкм</i>	Импульсная лампа	Первый 4-х уровневый твердотельный лазер, второй работающий тип лазера (после рубинового лазера Маймана), охлаждался жидким гелием, сегодня не используется
<i>ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ</i>			
Полупроводниковый лазерный диод	Длина волны зависит от материала: 0,4 <i>мкм</i> (GaN), 0,63–1,55 <i>мкм</i> (AlGaAs), 3–20 <i>мкм</i> (соли свинца)	Электрический ток	Телекоммуникации, голография, лазерные целеуказатели, лазерные принтеры, накачка лазеров других типов. AlGaAs-лазеры (алюминий-арсенид-галлиевые), работающие в диапазоне 780 <i>нм</i> используются в проигрывателях компакт-дисков.
<i>ДРУГИЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ</i>			
Лазер на свободных электронах	могут излучать в широком спектре излучения	Пучок релятивистских электронов	Исследования атмосферы, материаловедение, медицина, противоракетная оборона
Псевдоникелевый самариевый лазер	Рентгеновское излучение 7,3 <i>нм</i>	Излучение в сверхгорячей плазме самария, создаваемое двойными импульсами лазера на неодимовом стекле	Первый демонстрационный лазер, работающий в области жесткого рентгеновского излучения. Может применяться в микроскопах сверхвысокого разрешения и голографии

5 ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

5.1 Классификация приемников излучения

Элемент или устройство, предназначенное для приема и преобразования энергии оптического излучения в какие-либо другие виды энергии, называется приемником оптического излучения. В дальнейшем вместо термина «приемник оптического излучения» будем употреблять термин «приемник излучения» (ПИ). Физические приемники излучения можно разбить на четыре группы: тепловые; фотоэлектрические (на внутреннем и внешнем фотоэффекте); фотохимические и прочие, не вошедшие в первые три группы. Тепловые приемники основаны на преобразовании оптического излучения сначала в тепловую энергию, а потом в электрическую и отличаются друг от друга физическими принципами работы. Приемники, основанные на изменении сопротивления чувствительного элемента под действием тепла, возникающего при падении потока оптического излучения, получили название болометров, а использующие термоэлектрический эффект, называются термоэлементами. Болометры и термоэлементы отличаются друг от друга: материалом чувствительного элемента, условиями охлаждения, конструкцией приемного элемента, газовым наполнением, и другими. В настоящее время наряду с металлическими и полупроводниковыми болометрами существуют диэлектрические, основанные на температурной зависимости импеданса сегнетоэлектриков, использующие зависимость диэлектрической постоянной вещества от температуры. Кроме того, в последние годы появились анизотропные термоэлементы с большой приемной площадкой, выполненной из пластинки термоэлектрически анизотропного монокристалла, и экструдированные термоэлементы малого сечения конструкции Шварца, у которых ветви термоэлемента изготавливаются из твердых растворов.

В последние годы широко стали применять пироэлектрические приемники излучения, основанные на пироэлектрическом эффекте, который заключается в том, что при изменении температуры пироэлектрического кристалла изменяется его поляризация. Пироприемники можно также классифицировать по материалу, из которого изготавливают чувствительный элемент, по виду охлаждения, конструкции и т. д., однако такая классификация получается слишком громоздкой, поэтому их целесообразно классифицировать по назначению.

К специальным видам тепловых приемников можно отнести оптико-акустические, основанные на расширении объема газа под действием падающего излучения, дилатометрические, тепловые преобразователи изображения и приемники на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце. Оптико-акустические приемники излучения делятся на два вида: селективные (газовые), и неселективные, в которых излучение поглощает зачерненная мембрана, нагревающая соприкасающийся с ней газ, воздействующий на оп-

тический микрофон. Оптико-акустические приемники классифицируют по вышеназванным видам и по типу оптических микрофонов, осуществляющих преобразование: давление газа – электрический сигнал.

По принципам работы к оптико-акустическим приемникам близки дилатометрические, использующие тепловое расширение твердых тел под действием поглощенной части падающего потока излучения. Приемным элементом дилатометрических сенсоров служит биметаллическая пластинка.

Тепловые преобразователи изображения можно классифицировать по их видам и по тем физическим процессам, которые заложены в их основу.

В качестве приемного элемента в приемниках на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце служит задемпфированная (приклеенная на теплопроводящий элемент) пластинка кристаллического кварца X -среза с токопроводящими электродами, один из которых обращен к демпферу, а на другой наносится поглощающее покрытие, определяющее диапазон спектральной чувствительности приемника. Такие приемники можно классифицировать по их назначению, виду охлаждения, конструктивным особенностям, по динамическому диапазону и т. д.

Фотоэлектрические приемники делятся на две большие группы – фотоэлектрические, на основе внутреннего фотоэффекта и фотоэлектрические, на основе внешнего фотоэффекта. В фотоэлектрических приемниках фотоны оптического излучения прямо взаимодействуют с его кристаллической решеткой, в результате чего освобождаются носители тока. Если освобожденные носители тока остаются в полупроводнике, то наблюдается внутренний фотоэффект, который в фоторезисторах проявляется в увеличении их электропроводности (фотопроводимости). Если внутренний фотоэффект возникает в системах, состоящих из двух различных контактирующих веществ (металла и полупроводника, двух полупроводников) при освещении приконтактной области, то возникает фото – э.д.с. Это явление называют вентильным фотоэффектом, а приемники, основанные на этом явлении, называют вентильными фотоэлементами, или фотоэлементами с запирающим слоем. Если в качестве контактирующих веществ в вентильном фотоэлементе применить полупроводники с n - и p -проводимостью, то такой приемник называют фотодиодом. Фотодиоды с односторонней проводимостью p - n -перехода могут работать в фотогальваническом режиме, когда при освещении появляется фото – э.д.с, и в фотодиодном режиме с приложенным обратным напряжением, когда при освещении меняется значение обратного тока.

Устройства с p - n - p переходами и обладающие свойством внутреннего усиления фототока, называют фототранзисторами.

Развертывающие приемники излучения на основе полосы полупроводника p - n - p -типа, позволяющие получить на сопротивлении нагрузки временное распределение тока, соответствующее распределению освещенности на ней, получили наименование сканисторов. Приборы на p - n - p -структурах, переходящие при освещении из закрытого состояния в открытое в прямом

направлении, называют фототиристорами.

Широко распространены матричные приемники, получившие название приборов с зарядовой связью (ПЗС). Они представляют собой периодическую структуру из емкостных элементов на основе металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) с последовательным переносом зарядов.

Если носители тока (фотоэлектроны), возникающие в веществе при его освещении, эмиттируются в вакуум или газ, образуя ток во внешней цепи, то наблюдается внешний фотоэффект. Простейшими ПИ на основе внешнего фотоэффекта являются вакуумные и ионные (газонаполненные) фотоэлементы (вакуумные диоды) и фотоумножители (ФЭУ). Классифицировать фотоэлементы и ФЭУ можно по их назначению, по спектральной чувствительности, по газовому наполнению, по типу диодных систем и виду фокусировки электронных пучков у ФЭУ, по конструкции и по другим признакам.

К приемникам на внешнем фотоэффекте относят также электронно-оптические преобразователи (ЭОП), которые можно классифицировать по виду фокусировки электронных пучков, по числу камер, где происходит усиление электронных потоков, по назначению (усилители яркости или преобразователи излучения), по виду работ или исследований, проводимых с ЭОП, по конструктивному оформлению и т. д.

К фотохимическим приемникам излучения относятся различные фоточувствительные фотографические материалы.

5.2 Основные параметры детекторов света

Детектор света есть не что иное, как счетчик фотонов, преобразующий энергию падающего света в электрическую энергию. Прежде чем начать обсуждение детекторов света, дадим ряд определений тех терминов, которые будут использоваться в этой главе. Ряд терминов взят из физики твердого тела.

Фотопроводящий детектор – детектор фотонов (с внутренним фотоэффектом), демонстрирующий повышенную проводимость при падении лучистой энергии (он называется также фоторезистором).

Фотогальванический детектор – детектор фотонов с *p-n* или *p-i-n* переходом, преобразующий лучистую энергию непосредственно в электрическую; он называется также фотодиодом.

Отношение сигнал/шум – относительная мера чувствительности, используемая для сравнения детектирующей способности различных детекторов, измеренное на определенной электрической частоте в полосе 1 Гц, когда лучистая энергия падает на активную область детектора.

Чувствительность отклика – величина, определяющая выходной сигнал, падающей на детектор. Эта величина, полученная в области максимума спектральной характеристики, называется пиковой чувствительностью отклика. Она является функцией активной области детектора, длины волны (сигнала)

излучения) и параметров цепи.

Эквивалентная шумовая мощность – количество лучистой энергии сигнала, падающего на активную область детектора, требуемое для получения единичного отношения сигнал/шум. Она указывает на минимальный уровень детектируемого излучения; чем ниже уровень шумов, тем лучше характеристики детектора.

Удельное сопротивление – сопротивление квадратного тонкопленочного детектора (длина L и ширина W которого одинаковы). L – расстояние между электродами, W – длина активной области детектора. Удельное сопротивление является функцией детекторного элемента и уровня энергетической освещенности.

Напряжение или ток сигнала – электрический выход (напряжения или тока), который когерентен с монохроматическим (или обладающим свойствами излучения абсолютно черного тела) входным сигналом лучистой энергии. Он является функцией электрической частоты, мощности, спектральных характеристик, рабочей температуры и других параметров цепи, таких как сопротивление нагрузки и напряжение смещения.

Напряжение или ток шума – электрический выход (напряжения или тока), который некогерентен с входным сигналом лучистой энергии, обычно измеряется в отсутствие сигнала излучения, падающего на детекторный элемент, и имеет отношение к области детектора. Он является функцией частотной характеристики, эквивалентной шумовой полосы, рабочей температуры и других параметров цепи, таких как сопротивление нагрузки и, в некоторых случаях, телесного угла детектора и фоновой температуры.

Темновое сопротивление – отношение напряжения постоянного тока на детекторе к постоянному току через него, при условии, что излучение не падает на детектор.

Темновой ток – ток, измеренный в цепи детектора в рабочем режиме, при условии, что излучение не падает на детекторный элемент. Для хорошего фотодиода темновой ток должен быть < 10 нА.

Напряжение смещения – напряжение, приложенное к цепи детектора, обычно напряжение постоянного тока. Иногда это напряжение называется оптимальным смещением, для тех значений, что дают оптимальное отношение сигнал/шум, и максимальным смещением, для тех значений, что дают максимальное напряжение выходному сигналу. Иногда оно называется обратным смещением, когда оно приложено к p - n переходу кристалла детектора в обратном направлении, для увеличения скорости или отклика, или для увеличения отклика в области длинных волн.

Фоновая температура – эффективная температура всех источников радиации, наблюдаемых детектором, исключая сигнал источника.

Спектральная характеристика – обычно представлена кривой, показывающей зависимость уровня сигнала от длины волны падающей лучистой энергии.

Сопротивление нагрузки – элемент сопротивления, включенный последовательно с детекторным элементом и напряжением смещения.

Напряжение разомкнутой цепи – напряжение постоянного тока, генерируемое фотогальваническим детектором, при включении на нагрузку с высоким импедансом.

Постоянная времени – измерение скорости отклика детектора при условии, что на детектор подана последовательность прямоугольных импульсов излучения. Постоянная времени нарастания – время, необходимое для напряжения сигнала достичь уровня, равного 0,63 от его асимптотического значения. Постоянная времени спада – время, необходимое для напряжения сигнала снизиться до уровня, равного 0,37 от его асимптотического значения. Оно может быть измерено путем определения такой частоты прерывания (светового потока), при которой уровень сигнала достигнет 0,707 от максимального значения.

Время нарастания и время спада – время (в *сек*), необходимое отклику сигнала увеличить амплитуду сигнала от 10 до 90% или уменьшить ее от 90 до 10% от максимально зафиксированного значения сигнала. Это происходит тогда, когда на вход детектора подан сигнал чистой энергии.

Длина волны отсечки – точка со стороны длинных волн, в которой чувствительность отклика детектора падает до определенной величины (в %) от пиковой чувствительности отклика (обычно до 20 или 50% пиковой чувствительности отклика).

Коэффициент шума часто дается в *дБ* и определяется из формулы

$$F_{dB} = 10 \text{Log}(f) .$$

Квантовая эффективность – эффективность преобразования оптической мощности в электрическую, выраженная в %, определяется квантовой эффективностью фотодиода η , которая является мерой среднего числа электронов, освобожденных каждым падающим фотоном. Чувствительность фотодиода также может быть выражена в практических единицах: амперах фотодиодного тока на ватт падающего освещения:

$$\eta(\%) = 1,24 \cdot 10^5 \frac{R}{\lambda}, \quad (5.1)$$

где R – чувствительность отклика (A/Bm), а λ – длина волны светового сигнала (*нм*).

При работе в идеальных условиях отражения, кристаллической структуры и внутреннего сопротивления, оптимально спроектированные высококачественные кремниевые фотодиоды способны достичь квантовой эффективности порядка 80%. Квантовая эффективность в 100% – недостижима.

Чувствительность отклика выражается в A/Bm или в V/Bm и иногда называется просто чувствительностью. Чувствительность отклика является отношением среднеквадратического (СКВ) значения выходного тока или напряжения фотодетектора к среднеквадратическому (СКВ) значению электрической мощности.

Другими словами, чувствительность отклика является мерой электрической мощности, которую мы можем ожидать на выходе фотодиода, от данной определенной, падающей на вход, световой мощностью сигнала. Для фотодиода чувствительность отклика R связана с длиной волны светового потока λ и квантовой эффективностью η , той частью падающих фотонов, которые производят пары электрон-дырка. Следовательно,

$$R = \frac{\eta\lambda}{1234}, \text{ (A/Вт)} \quad (5.2)$$

где λ – измеряется в *нм*.

Чувствительность отклика может быть также связана с зарядом электрона q следующим выражением:

$$R = \frac{\eta q}{hv}, \quad (5.3)$$

где hv – энергия фотона, а q – заряд электрона (*Кл*).

Эквивалентная шумовая мощность – является минимальной детектируемой световой мощностью фотодиода. Эта минимальная падающая на фотодиод мощность, требуемая для генерации фототока, равного полному шумовому току фотодиода, определяется как эквивалентная шумовая мощность.

Шум. Примем в качестве утверждения, что фототок I_p – прямо пропорционален падающей оптической мощности P_{in} . Это можно выразить следующим образом:

$$I_p = RP_{in}, \quad (5.4)$$

где R – чувствительность отклика (см. выражение (5.3)).

Существуют два основных механизма шума, а именно:

1. Дробовой шум.
2. Тепловой шум (называемый в некоторых текстах также шумом Джонсона).

Выражение (5.4) не учитывает наличия шума в системе. В случае с детекторами света шум может быть вызван флуктуацией тока, влияющей на характеристики приемника. Однако выражение (5.4) остается справедливым, если рассматривать ток I_p как среднее значение тока.

Следующее выражение может быть использовано для расчета дробового шума (σ):

$$\sigma_s^2 = 2q(I_p + I_d)\Delta f, \quad (5.5)$$

где q – заряд электрона, I_d – шум темнового тока, Δf – полоса частот приемника.

Из выражения (5.5) можно получить соотношение для вычисления тока дробового шума (I_s):

$$I_s = \sqrt{2qI_d\Delta f}, \quad (5.6)$$

где I_d – утечка теплового тока (*A*) (5.5).

Тепловой шум вносит свой вклад за счет шунтирующего, последова-

тельного и нагрузочного сопротивлений. Тепловой шум I_t может быть вычислен с помощью следующего выражения:

$$I_t = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R_{es}}}, \quad (5.7)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура в K , R_{es} – сопротивление (которое вносит вклад в тепловой шум) в Ом, Δf – полоса частот.

Может быть использовано следующее выражение для вычисления теплового шума

$$\sigma_T^2 = \frac{4kT}{R_L} f_n \Delta f, \quad (5.8)$$

где σ_T – тепловой шум в $Bm/Гц$, f_n – коэффициент, благодаря которому тепловой шум позволяет учесть вклад, R_L – сопротивления нагрузочного резистора и различных сопротивлений в предусилителе и основном усилителе, k – постоянная Больцмана.

Отношение сигнал/шум (SNR). Известно, что электрическая мощность зависит от квадрата тока. Комбинируя предыдущие выражения окончательно получим:

$$SNR = \frac{R^2 P^2}{2q(RP_{in} + I_d)\Delta f + 4(kT/R_L)f_n\Delta f}. \quad (5.9)$$

В большинстве случаев влияние теплового шума доминирует в характеристике приемника, когда он имеет много большее значение, чем дробовой шум. В этом случае, исключив член, ответственный за дробовой шум, из выражения (5.9), получим отношение SNR , зависящее только от теплового шума, в виде:

$$SNR = \frac{R_L R^2 P_{in}^2}{4kTf_n\Delta f}. \quad (5.10)$$

Время отклика. Исключительно важными параметрами в этом процессе являются время нарастания и время спада импульса. Время нарастания определяет максимально допустимую для данного устройства скорость передачи. Время нарастания можно оценить по следующей формуле:

$$T_r = Ln9(\tau_{ir} + \tau_{RC}), \quad (5.11)$$

где τ_{ir} – переходное время, а τ_{RC} – постоянная времени эквивалентной RC -цепи.

Так как в выражении используется постоянная времени RC , важное влияние оказывает и соответствующая емкость устройства. При скоростях порядка $1 Гбит/с$, могут генерироваться паразитные электрические составляющие, влияющие на постоянную времени RC , что ограничивает максимально поддерживаемую скорость передачи.

Числовые значения τ_{tr} и τ_{RC} зависят от конструкции детектора и могут меняться в широких пределах. Ширина полосы (определяющая скорость передачи) следующим образом зависит от этих двух параметров:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi(\tau_{tr} + \tau_{RC})}. \quad (5.12)$$

Следует заметить, что установка напряжения смещения влияет на время нарастания. Чем выше напряжение, тем меньше время нарастания. Для хорошего фотодиода время нарастания должно находиться в диапазоне десятых долей наносекунды. В зависимости от конструкции оно составляет около 0,2-1 нс для кремниевых фотодиодов и 0,04-0,5 нс для хорошо спроектированных фотодетекторов типа InGaAs.

В фотонике фотоприемник является окончательным звеном, на котором прерывается обработка оптических сигналов. Фотоэлектрическое преобразование позволяет осуществлять дальнейшую обработку информации на основе электронных схем, возможности которых при всех прочих равных условиях ограничены соотношением сигнала к шуму на входе электронного тракта. Фотоприемник в интегрально-оптических и волоконно-оптических устройствах превращает их в функциональные фотонные (оптоэлектронные) устройства.

Таблица 5.1.

Полупроводниковые детекторы излучения. Классификация

Гомогенные структуры	Негомогенные структуры	
	С встроенным усилением	Без усиления
Фоторезисторы	Фототранзисторы	Фотодиоды
Без инжекционного усиления	На гетеропереходах	С диффузионной базой
	С гетерозмиттером	<i>p-i-n</i> -диод
С инжекционным усилением	Полевые канальные и МДП	Поверхностно-барьерные
Поверхностно-канальные	Лавинные фотодиоды	Инжекционные

5.3 Детекторы на основе фотопроводимости

Фотоэлектрическими эффектами называют такие эффекты в полупроводниках, когда освещение изменяет электрические свойства полупроводника. В первую очередь речь будет идти об изменении электропроводности полупроводника под действием освещения. Это явление получило название фотопроводимости. Все эти эффекты могут появляться в полупроводнике под действием освещения при условии, что в кристалле происходит фотоэлек-

трически активное поглощение света, фотоэлектрически активным мы будем считать такое поглощение света, которое изменяет концентрацию носителей заряда либо в некоторых случаях изменяет подвижность носителей заряда.

Как мы знаем, концентрация носителей заряда может изменяться за счет собственной или примесной генерации. При фотоэлектрических явлениях примесная или собственная генерация осуществляется при освещении кристалла. Подвижность носителей заряда под действием света может меняться, когда при освещении изменяется энергетическое состояние носителей заряда, изменяя их эффективную массу (изменяя закон дисперсии) или изменяется характер рассеяния носителей заряда, изменяя время релаксации. Обычно широко исследуются и уже нашли применение в технике фотоэлектрические явления, вызванные изменением концентрации носителей заряда при освещении. Изменение проводимости под действием освещения при генерации светом избыточных концентраций Δn электронов и Δp дырок можно записать в виде величины $\Delta\sigma_{cv}$ – световой проводимости:

$$\Delta\sigma_{cv} = e\mu_n\Delta n + e\mu_p\Delta p. \quad (5.13)$$

Если $\Delta\sigma_{cv} > 0$, то эффект называется положительным, а если $\Delta\sigma_{cv} < 0$, то эффект называется отрицательным фоторезистивным эффектом.

Проводимость, создаваемую равновесными носителями заряда (в отсутствие освещения), мы будем называть темновой проводимостью σ_m :

$$\Delta\sigma_T = e\mu_n n_0 + e\mu_p p_0. \quad (5.14)$$

Полная проводимость при освещении σ будет представлять собой сумму:

$$\sigma = \Delta\sigma_{cv} + \Delta\sigma_T. \quad (5.15)$$

Теоретическое описание явления фотопроводимости, таким образом, требует определения временного и пространственного распределения избыточной концентрации носителей заряда, которое, как мы установили ранее, можно найти, решая уравнения непрерывности для электронов и дырок при задании различных граничных и начальных условий. Самое общее решение уравнения непрерывности невозможно, так как выбор конкретного выражения для скорости рекомбинации и скорость генерации будет определяться конкретными внешними условиями, интенсивностью и длиной волны используемого освещения, действующими в кристалле механизмами рекомбинации носителей заряда. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо решение своего уравнения непрерывности.

Спектральные характеристики фотопроводимости определяются действующими в данном полупроводнике механизмами поглощения света и рекомбинации генерированных светом носителей. Зная основные механизмы поглощения света, мы можем выделить среди них фотоэлектрически активные механизмы: собственное и примесное поглощение, а также экситонное поглощение. Экситонное поглощение само по себе не создает свободных но-

сителей заряда. Экситон – нейтральная система и участвовать непосредственно в электропереносе не может. Но при дальнейшем тепловом распаде экситона (напомним, что энергии связи экситонов невысоки $\sim 0,01$ эВ) появляется пара носителей – электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне, которые могут давать вклад в электропроводность.

Количественная характеристика явления фотопроводимости – фоточувствительность. Существует несколько способов определения фоточувствительности и поэтому имеет смысл остановиться на этом подробнее.

Обычно под фоточувствительностью понимают фотопроводимость на единицу интенсивности возбуждающегося излучения, т. е. изменение электропроводности, отнесенное к интенсивности возбуждения. Величина, называемая удельной фоточувствительностью, имеет размерность ($см \cdot Ом^{-1} Вм^{-1}$), получаемую умножением фотопроводимости на площадь пространства между электродами и делением на мощность поглощенного излучения. Если фотопроводимость линейно меняется при изменении напряжения или интенсивности света, то удельная фоточувствительность не будет зависеть от приложенного напряжения или интенсивности света. Удельная фоточувствительность характеризует свойства данного вещества. Покажем, что она пропорциональна времени жизни носителей заряда и их подвижности. Если скорость генерации равна G , то в условиях невысокого уровня возбуждения и линейной рекомбинации избыточная концентрация носителей заряда стационарна и равна:

$$\Delta n = G\tau_n; \quad \Delta p = G\tau_p, \quad (5.16)$$

где τ_n, τ_p – времена жизни электронов и дырок. Подставляя выражения (5.16) в формулу (5.13), получим

$$\Delta\sigma_{св} = eG(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \quad (5.17)$$

Известно, что скорость генерации определяется как число пар, генерируемых в единицу времени в единице объема. Поэтому

$$G = \eta\alpha I_0(1 - R), \quad (5.18)$$

где I_0 – интенсивность света, падающего на единицу площади образца; R – коэффициент отражения; α – коэффициент поглощения; η – квантовый выход, определяющий число пар генерируемых при поглощении одного фотона.

Тогда определяем, как было указано выше, удельную фоточувствительность β соотношением:

$$\beta = \frac{\Delta\sigma_{св} S}{(I_0)_{полн}}, \quad (5.19)$$

где S – площадь между электродами (фактически это освещаемая площадь образца); $(I_0)_{полн}$ – полная интенсивность света, падающего на всю освещаемую поверхность образца.

Подставляя выражение (5.18) в формулу (5.19) и учитывая условие (5.17) и то, что $(I_0)_{полн} = I_0 S$, получим:

$$\beta = \eta\alpha(1 - R)e(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p). \quad (5.20)$$

Таким образом, удельная фоточувствительность β , называемая также фотоответом, определяется важнейшими параметрами полупроводника: временем жизни и подвижностью носителей заряда, коэффициентами поглощения и отражения света в данной спектральной области, квантовым выходом фотоионизации.

Релаксация фотопроводимости. Пусть полупроводник освещается импульсом света прямоугольной формы, как это изображено на рис. 5.1, а.

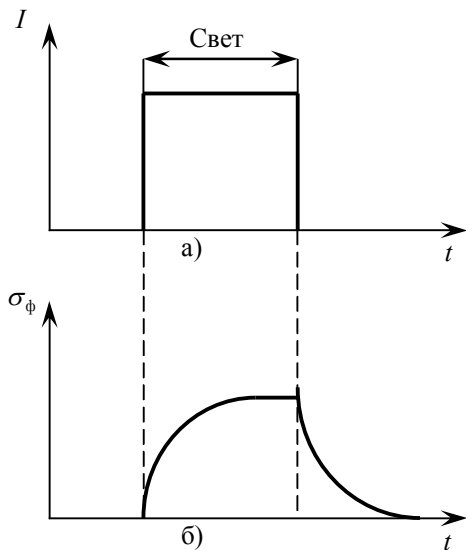


Рисунок 5.1. Релаксация фотопроводимости при возбуждении её импульсом света

Стационарное значение фотопроводимости достигается не мгновенно, а лишь через некоторое время после начала освещения (рис. 5.1, б). При выключении света неравновесная проводимость исчезнет также через некоторое время после прекращения освещения (рис. 5.1, б). Нас будут интересовать законы нарастания и спада фотопроводимости в зависимости от уровня освещения. Рассмотрим случаи малого и большого уровня возбуждения.

Изменение концентрации избыточных носителей заряда в единицу времени и $d\Delta n/dt$ есть разность между скоростями генерации и рекомбинации носителей заряда. Поскольку скорость генерации

$$G = \eta\alpha I / \hbar\omega, \text{ то}$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\eta\alpha I}{\hbar\omega} - R, \quad (5.21)$$

где R учитывает уменьшение концентрации избыточных носителей заряда в результате процесса рекомбинации.

При малом уровне освещения, для которого $\Delta n \ll (n_0 + p_0)$, т.к. $R = \Delta n/\tau$, поэтому

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\eta\alpha I}{\hbar\omega} - \frac{\Delta n(t)}{\tau}. \quad (5.22)$$

Разделяя переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Delta n = 0$ при $t = 0$, получаем выражения, характеризующие изменения концентрации избыточных электронов во времени:

$$\Delta n = \frac{\eta\alpha I}{\hbar\omega} \left(1 - \text{Exp}\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) = \Delta n_{cm} \left(1 - \text{Exp}\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right), \quad (5.23)$$

аналогично для процесса спада

$$\Delta n = \frac{\eta \alpha \tau I}{\hbar \omega} \text{Exp}\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \Delta n_{cm} \text{Exp}\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (5.24)$$

Отсюда следует, что релаксация фотопроводимости при малой освещенности определяется экспоненциальным законом с постоянной времени, соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда.

Фотопроводимость зависит, также, от интенсивности света. При линейном законе рекомбинации стационарная фотопроводимость пропорциональна интенсивности света, т. е.

$$\sigma_{cv} \approx \frac{I}{\hbar \omega}. \quad (5.25)$$

При квадратичной рекомбинации следует, что

$$\sigma_{cv} \approx \sqrt{\frac{I}{\hbar \omega}}. \quad (5.26)$$

В общем случае можно считать, что

$$\sigma_{cv} \approx \frac{I^b}{\hbar \omega}. \quad (5.27)$$

При $b = 1$ фоторезистивный эффект называют линейным, при $b < 1$ – сублинейным. Следовательно, зависимость стационарного фототока полупроводника от интенсивности света должна иметь два участка; при слабой освещенности – линейный, а при большой освещенности – сублинейный (рис. 5.2).

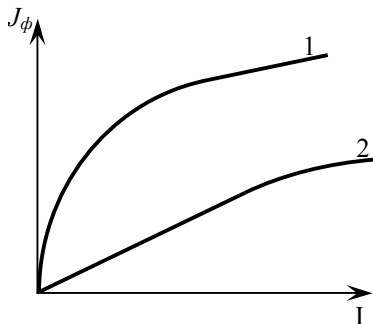


Рисунок 5.2. Зависимость стационарного фототока от интенсивности освещения полупроводника: 1- слабое освещение; 2- сильное

Если в полупроводнике имеются центры захвата, то они оказывают влияние на кинетику фотопроводимости. Свободные электроны будут не только рекомбинировать с дырками, но будут также захватываться центрами прилипания, что уменьшит скорость нарастания стационарной концентрации носителей заряда. При выключении возбуждающего света опустошение ловушек будет затягивать спад концентрации носителей заряда. В результате этого будет иметь место замедление процесса нарастания и спада фотопроводимости.

К числу материалов с высокой фотопроводимостью относятся сульфиды, селениды и теллуриды некоторых металлов (например, CdS и CdSe, PbS, Tl₂S). К фотопроводникам относятся также некоторые оксиды, интерметаллиды и полупроводники, такие как Se, Ge, Si, GaAs, а также некоторые органические соединения.

5.3.1 Фоторезисторы

Фоторезисторы представляют собой пластинки или пленки фотоактивного полупроводникового материала, снабженные двумя невыпрямляющими контактами. При подаче внешнего напряжения в отсутствие освещения в цепи, в которую включен фоторезистор, течет ток, называемый темновым. Величина темнового тока определяется напряжением и сопротивлением образца (т.е. его равновесной проводимостью и размерами) в соответствии с законом Ома. При освещении фоторезистора ток в цепи изменяется, поскольку изменяется проводимость материала. Приращение тока в цепи, т.е. разность токов при наличии и в отсутствие освещения, называется световым током, или фототоком.

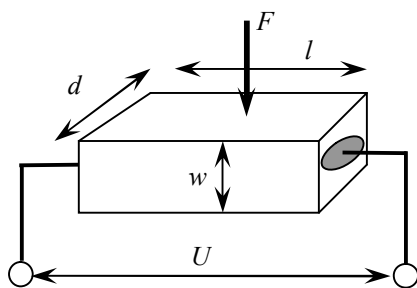


Рисунок 5.3. Фоторезистор

Фототок в цепи, в которую включен освещенный полупроводник (фоторезистор), зависит не только от интенсивности освещения полупроводника, но и от приложенного напряжения, размера контактов, расстояния между ними, способа освещения. Рассмотрим фоторезистор, схематически изображенный на рис. 5.3, а и представляющий собой прямоугольную пластинку однородного материала с размерами l , d , w . Схема включения фоторезистора и его вольтамперная характеристика показаны на рис. 5.4. При равномерном поглощении излучения в объеме полупроводника (т.е. в случае, когда глубина проникновения света $> w$) плотность светового тока, текущего через полупроводник в поле с напряженностью $\vec{E} = U/l$

$$j_F = \Delta\sigma \frac{U}{l} = eN_q\eta\mu\tau \left(\frac{U}{l^2} \right). \quad (5.28)$$

Полный световой ток в цепи фоторезистора

$$I_F = j_F dw = eN_q\eta\mu\tau V \left(\frac{U}{l^2} \right). \quad (5.29)$$

где $V = lwd$ – объем освещенного образца. Множитель $N_qV = N_{qv}$ представляет собой количество квантов излучения, поглощаемых в секунду во всем объеме освещенного полупроводника V . Выражение (5.29) можно переписать в виде

$$\frac{I_F}{e} = N_q\eta\mu\tau \left(\frac{U}{l^2} \right) = N_{qv}\eta G, \quad (5.30)$$

где $N_{qv}\eta$ – количество генерируемых в объеме пар носителей заряда; множитель G , равный отношению количества электрических зарядов, проходящих в секунду между электродами фоторезистора I_F/e к числу генерируемых в объеме пар носителей заряда $N_{qv}\eta$, называется коэффициентом усиления фотото-

ка:

$$G = \frac{I_F}{eN_{qv}} = \mu\tau \frac{U}{l^2}. \quad (5.31)$$

Введем понятие времени дрейфа (времени пролета) носителей заряда между электродами фоторезистора. Это время равно расстоянию между электродами l , поделенному на скорость дрейфа

$$v_d = \mu \frac{U}{l}. \quad (5.32)$$

Подставив (5.32) в (5.31), получим

$$G = \frac{\tau}{T}; \quad T = \frac{l^2}{\mu U}. \quad (5.33)$$

Поток зарядов через фоторезистор I_F/e может быть меньше поглощенно-го потока фотонов N_{qv} или превышать его – это зависит от приложенного напряжения U и расстояния между электродами l , от времени дрейфа носителей T и от характера электродов. Если электрическое поле в полупроводнике достаточно велико, время пролета носителей заряда может стать меньше времени их жизни $T < \tau$, и коэффициент усиления может существенно превышать единицу. Фоторезисторы из сульфида кадмия, например, характеризуются коэффициентом усиления $G \approx 10^5$.

Коэффициент усиления фототока зависит не только от параметров материала, характеризующих его фоточувствительность, но и от конструкции фоторезистора и величины приложенного напряжения. Величина времени жизни носителей заряда кроме чувствительности определяет и инерционность процессов изменения проводимости полупроводников. При рассмотрении механизма фотопроводимости было видно, что с прекращением освещения полупроводника равновесная концентрация носителей заряда (точно так же, как и с включением освещения стационарная концентрация неравновесных носителей) устанавливается не мгновенно – процессы нарастания и спада фотопроводимости носят релаксационный характер. Время, в течение которого устанавливается динамическое равновесие между скоростью генерации и скоростью рекомбинации носителей, т.е. постоянная времени процессов нарастания и спада фотопроводимости, в рассмотренном простейшем случае линейной рекомбинации совпадает со временем жизни носителей заряда.

Время установления стационарной величины фотопроводимости называют временем фото ответа фоторезистора, а обратную ему величину – скоростью фотоответа. Чем меньше скорость фотоответа, т.е. чем больше постоянная времени релаксации фотопроводимости, тем более инерционен фотоприемник, изготовленный из этого материала. Поскольку одна и та же величина – время жизни носителей заряда – определяет и чувствительность, и инерционность процесса фотопроводимости, можно ожидать, что наиболее фоточувствительные материалы окажутся и наиболее инерционными.

5.3.2 Характеристики и параметры фоторезисторов

Фоторезисторы обычно включают в цепь постоянного или переменного тока последовательно с сопротивлением нагрузки, как это показано на рис. 5.4. В электрическом отношении они ничем не отличаются от обычных резисторов, применяемых, например, в радиотехнике. Вольт-амперные характеристики фоторезисторов и в темноте (когда в цепи течет темновой ток I_m) и при освещении, как правило, линейны, т.е. для них выполняется закон Ома. В некоторых случаях при повышении напряжения линейность вольт-амперных характеристик нарушается – либо из-за «неомичности» контактов, либо из-за контактных явлений на границах зерен поликристаллического материала.

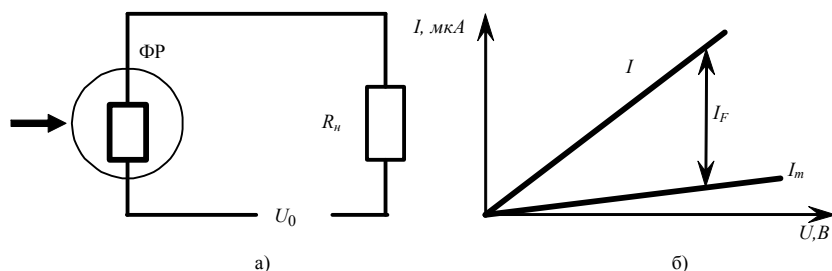


Рисунок 5.4. Схема включения фоторезистора (а) и его вольт-амперные характеристики (б)

Типичные вольт-амперные характеристики показаны на рис. 5.4. Здесь I_m – темновой ток, I – ток в цепи освещенного фоторезистора, а их разность $I_F = I - I_T$ представляет собой собственно фототок. Световые характеристики фоторезисторов обычно строят в зависимости от освещенности их поверхности, а не от величины светового потока (из-за малости рабочей площадки прибора). Эти характеристики называют люкс-амперными. Световые характеристики фоторезисторов нелинейны, и пропорциональная зависимость между фототоком и освещенностью может наблюдаться только в узком интервале изменения освещенности и при малых ее величинах. При освещении фоторезистора характеризуется величиной времени фотоответа. Если увеличить частоту следования световых импульсов (частоту модуляции светового потока f) так, что период колебания освещенности станет меньше, чем время фотоответа, амплитуда переменной составляющей фототока будет снижаться в соответствии с выражением

$$I_f = \frac{I_0}{1 + (2\pi f \tau_0)^2}. \quad (5.34)$$

Инерционность процесса нарастания или уменьшения фототока характеризуется постоянной времени τ_0 , в течение которого фототок увеличивается или уменьшается в e (2,73) раз, считая, что изменение тока происходит по

экспоненциальному закону. Наименьшую инерционность имеют сернисто-свинцовые фоторезисторы (40–400 мксек), а наибольшую – фоторезисторы на основе сернистого кадмия (1–140 мсек).

Спектральные характеристики фоторезисторов в общих чертах определяются материалом, из которого они сделаны, а в деталях – технологией изготовления. Они несколько различаются для фоторезисторов из поликристаллического и монокристаллического материала. Спектральный диапазон чувствительности фоторезисторов принято характеризовать длиной волны, соответствующей максимуму чувствительности λ_m и длиной волны $\lambda_{0,5}$, при которой спектральная чувствительность снижается вдвое по сравнению с максимальной (рис. 5.5.). За порог фотоэффекта λ_0 условно принимают длину волны, при которой чувствительность составляет 1 % от максимальной.

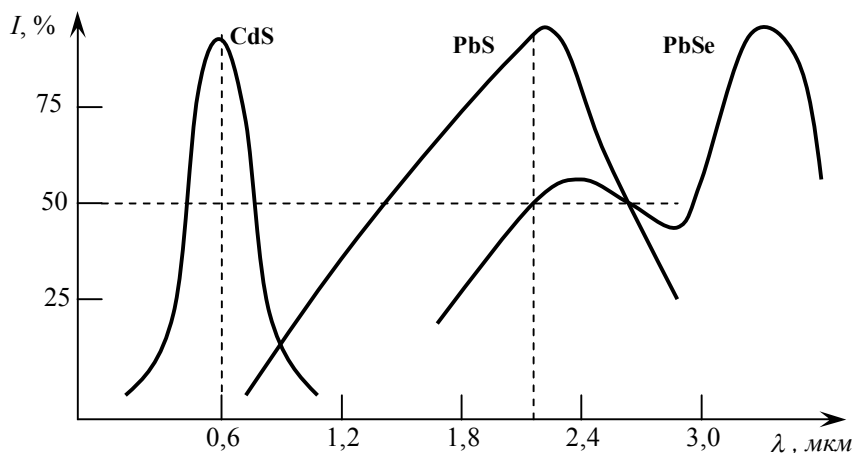


Рисунок 5.5. Спектральные характеристики фоторезисторов

Для фоторезисторов, чувствительных в видимой области спектра, принята следующая система параметров:

1. Величина темпового сопротивления R_m .
2. Величина рабочего и предельно допустимого напряжения.
3. Допустимая мощность рассеяния.
4. Чувствительность: спектральная, измеренная при освещении фоторезистора монохроматическим излучением, и интегральная, измеряемая при освещении неразложенным светом стандартного источника излучения.
5. Постоянная времени, характеризующая инерционность прибора (обычно указываются две постоянных времени – время нарастания τ_n и время спада фототока τ_{cn}).
6. Уровень шумов (мкВ) или порог чувствительности фотоприемника.

Чувствительность фоторезисторов $S = I_F/F$ определяется не только их материалом и размерами, но и существенно зависит от режима работы: она

линейно возрастает при увеличении приложенного напряжения, изменяется при изменении освещенности (световые характеристики фоторезисторов нелинейны); снижается при увеличении частоты модуляции сигнала из-за инерционности фоторезисторов и сильно зависит от температуры.

Для космической оптической связи в инфракрасном диапазоне, в соответствующих полосах прозрачности атмосферы в интервалах от 4,5 до 5,8 мкм, от 8 до 14 мкм и от 16 до 20 мкм, требуются фотоприемники, спектральная область чувствительности которых совпадает с этими интервалами. Наибольшее применение для этих целей нашли охлаждаемые фоторезисторы на основе легированного золотом, цинком или сурьмой германия.

Таблица 5.2.

Основные параметры фоторезисторов, чувствительных в ИК области спектра

Вид фоторезистора	Рабочая температура, K	λ_{max} , мкм	Обнаружительная способность, $см \cdot Гц^{1/2} \cdot Вм^{-1}$	Темновое сопротивление, $R_m, Ом$	Постоянная времени, $с$
PbS	295	2,5	$8 \cdot 10^{10}$	10^6	$3 \cdot 10^{-4}$
PbS	77	3,1	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-3}$
PbSe	295	3,4	$2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-6}$
PbSe	77	4,8	$3 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^{-5}$
Ge:Au	60	5	$1 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-7}$
Ge:Zn	4,2	36	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-8}$
Ge:Cu	4,2	23	$3 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-7}$

5.4 Фотодиоды

Приемники излучения, в которых разделение электронно-дырочных пар, образующихся под действие света происходит в области запертого слоя, т.е. в области $p-n$ -перехода или барьера Шоттки называются фотодиодами (ФД).

В фотодиоде имеется обедненная область полупроводника с сильным электрическим полем, в котором происходит разделение электронно-дырочных пар, возбужденных под действием света. Для работы фотодиода на высоких частотах необходимо обеспечить малые времена пролета, поэтому обедненная область должна быть тонкой. С другой стороны, для увеличения квантовой эффективности (число фотогенерированных электронно-дырочных пар, отнесенное к числу падающих фотонов) обедненный слой должен быть достаточно толстым, чтобы обеспечить поглощение большей части падающего излучения. Таким образом, существует взаимосвязь между быстродействием и квантовой эффективностью.

Фотодиод может работать в фотовольтаическом режиме, характерном для солнечных батарей – несмещенный диод подсоединяется к нагрузочному сопротивлению. Однако конструктивно фотодиод существенно отличается от

солнечной батареи. В работе фотодиода определяющую роль играет лишь излучение, сосредоточенное в узком интервале длин волн в центре оптического диапазона, а солнечные батареи должны обладать высокой чувствительностью в широком диапазоне длин волн солнечного излучения. Фотодиоды имеют малые размеры, необходимые для минимизации емкости перехода, тогда как солнечные батареи относятся к приборам с большой площадью. Одной из наиболее важных характеристик фотодиодов является квантовая эффективность, тогда как качество солнечных батарей в основном оценивается по эффективности преобразования мощности (мощность, выделяемая на нагрузку, отнесенная к мощности падающего солнечного излучения).

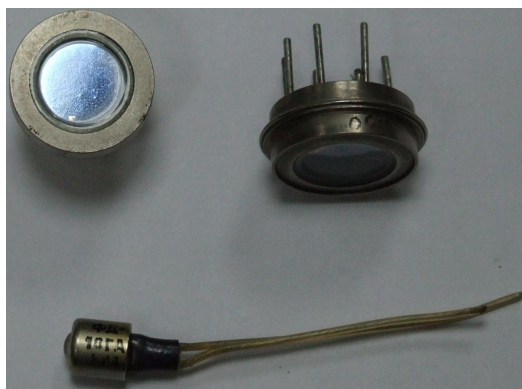


Рисунок 5.6. Внешний вид полупроводниковых фотодиодов

лавинных фотодиодов, в которых внутреннее усиление достигается как раз за счет ударной ионизации в условиях лавинного пробоя. В семейство фотодиодов входят диоды с $p-n$ переходом, $p-i-n$ диоды, диоды со структурой металл - полупроводник (с барьером Шоттки) и диоды с гетеропереходом.

В этом разделе мы кратко рассмотрим общие характеристики фотодиодов: квантовую эффективность, скорость фотоответа и приборные шумы.

Квантовая эффективность, как уже говорилось выше, представляет собой число сгенерированных электронно-дырочных пар, отнесенное к числу падающих фотонов:

$$\eta = \frac{I_F}{q} \frac{h\nu}{P_F}, \quad (5.35)$$

где I_F – фототок, обусловленный поглощением падающего оптического излучения с мощностью P_F и длиной волны λ , (соответствующей энергии фотона $h\nu$).

Сравнительным критерием качества является чувствительность, которая определяется как отношение фототока к оптической мощности:

При работе в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах диоды обычно смещаются в обратном направлении с помощью сравнительно большого напряжения, чтобы уменьшить время пролета носителей и снизить емкость перехода. Напряжения смещения, однако, не настолько велики, чтобы вызвать лавинный пробой. Этим ограничением на величину смещения отличаются рассматриваемые фотодиоды от

$$R_F = \frac{I_F}{P_F} = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta\lambda}{1,24}. \quad (5.36)$$

Таким образом, для данной квантовой эффективности чувствительность линейно растет с ростом λ . Для идеального фотодиода ($\eta = 1$) $R_F = (\lambda/1,24)$ (A/Bm), где длина волны λ выражена в микрометрах.

Одним из основных факторов, определяющих квантовую эффективность, является коэффициент поглощения.

Вследствие того, что α сильно зависит от длины волны, для данного полупроводника область длин волн, в которой можно получить заметный фототок, ограничена. Длинноволновая граница λ_c определяется шириной запрещенной зоны полупроводника. Для длин волн, больших λ_c , значение α слишком мало, чтобы обеспечить заметное поглощение. Коротковолновая граница фотоответа обусловлена тем, что в области коротких волн коэффициент α очень велик ($> 10^5 \text{ см}^{-1}$) и излучение поглощается в непосредственной близости поверхности, где времена рекомбинации малы. Вследствие этого фотоносители рекомбинируют раньше, чем уходят из поверхностного слоя. В УФ и видимой областях спектра высокой квантовой эффективностью обладают фотодиоды со структурой металл-полупроводник. В ближнем ИК-диапазоне (на длинах волн $\sim 0,8\text{--}0,9 \text{ мкм}$) в кремниевых фотодиодах с просветляющим покрытием может быть достигнута квантовая эффективность 100%. В области длин волн $1,0\text{--}1,6 \text{ мкм}$ высокой квантовой эффективностью характеризуются фотодиоды на Ge, а также на основе тройных (например, GaInAs) и четверных (например, GaInAsP) соединений элементов III и V групп. Для обеспечения высокоэффективной работы в длинноволновой области фотодиоды охлаждаются до низких температур (например, до 77 K).

5.4.1 PIN-фотодиоды

Лавинное усиление фототока, текущего через освещенный p - n -переход, используется в лавинных фотодиодах ЛФД, работающих в предпробойном режиме. В ЛФД сочетается высокое быстродействие, свойственное фотодиодам с широкой областью перехода, с усилением фототока, которое может достигать величины $10^2\text{--}10^6$. Правда, получение высокого коэффициента усиления сопровождается некоторым повышением уровня шумов фотодиода, возрастающего при увеличении напряжения пропорционально коэффициенту усиления в степени большей двух. Поэтому при выборе величины рабочего напряжения на ЛФД учитывается требуемое отношение сигнала к шуму. Зависимость коэффициента лавинного усиления от напряжения на фотодиоде может быть выражена приближенным соотношением:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_i}\right)^n}, \quad (5.37)$$

где U_l – напряжение пробоя, а показатель степени n зависит от ионизационной способности электронов и дырок, т.е. от коэффициентов ударной ионизации, производимой электроламп и дырками. Для кремниевых фотодиодов, если генерация носителей происходит в основном в p -области, и лавина образуется в результате ударной ионизации, производимой электронами, показатель $n = 3,4-4$. Если ударная ионизация производится дырками, генерирующимися в n -области, $n = 1,2-2$.

Максимальная величина коэффициента лавинного усиления M_{max} зависит от величины обратного тока перехода I_s , определяющегося шириной запрещенной зоны материала; у кремниевых лавинных фотодиодов M_{max} может достигать величины 10^4-10^6 ; у германиевых – 200–300.

Вольт-амперные характеристики лавинных фотодиодов могут быть описаны следующим выражением:

$$I_l = I \frac{1}{1 - \left(\frac{U_0 - IR_N}{U_l} \right)^n}, \quad (5.38)$$

где U_0 – напряжение источника питания; I – фототок в отсутствие лавинного усиления. Темновой ток в рабочем режиме остается практически неизменным. Небольшое пространство, на котором развивается лавинный разряд в лавинных фотодиодах, и очень большая напряженность поля в области перехода обеспечивают высокую скорость формирования лавины.

Существуют несколько типов фотодетекторов, которые могут быть использованы в качестве приемников света в волоконных оптических системах. Однако только два из них наиболее привлекательны для проектировщиков ВОСП. Это кремниевые PIN -диоды и $InGaAs$ PIN -диоды.

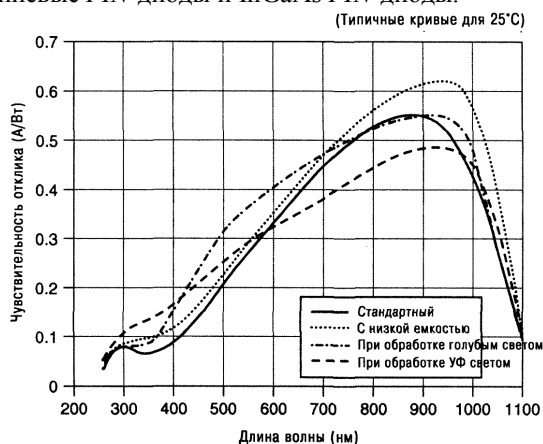


Рисунок 5.7, а. Зависимость чувствительности отклика от длины волны для кремниевых фотодиодов

На рис. 5.7,а показана кривая чувствительности отклика в зависимости от длины волны для кремниевого фотодиода, а на рис. 5.7,б – кривая чувствительности отклика в зависимости от длины волны для фотодиода типа InGaAs. Из рис. видно, что кремниевые фотодиоды могут использоваться в приложениях, работающих в диапазоне коротких длин волн (850 нм), тогда как фотодиоды типа InGaAs – в приложениях, работающих в диапазонах длинных волн 1310 и 550 нм.

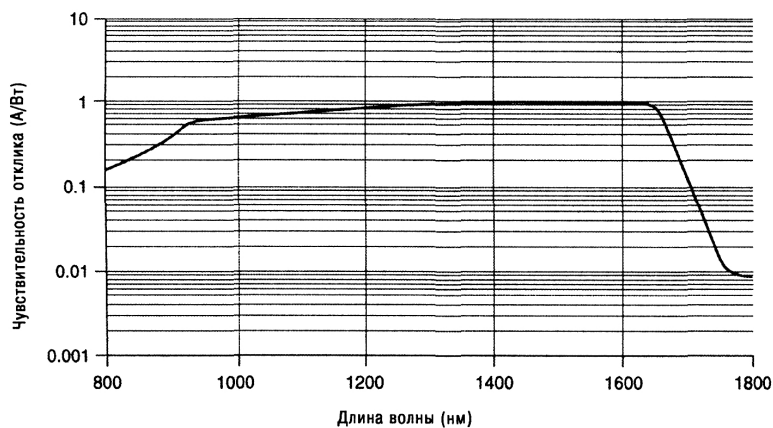


Рисунок 5.7,б. Зависимость чувствительности отклика от длины волны для фотодиодов типа InGaAs

Кремниевые фотодиоды производятся по технологии, аналогичной технологии ИС в том, что они выращиваются на одной кремниевой пластине. Кремниевый фотодиод требует материал высокой чистоты, так как чистота определяет его удельное сопротивление (величину обратную удельной проводимости, измеряется в единицах *Сименс/см*). Чем выше степень очистки кремния, тем выше удельное сопротивление фотодиода.

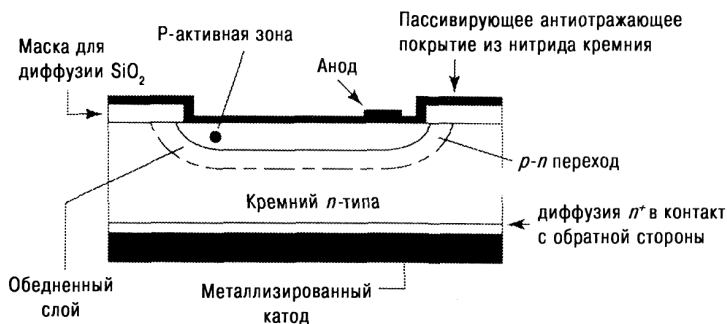


Рисунок 5.8. Структура кремниевого фотодиода

На рис. 5.8 показано поперечное сечение кремниевого фотодиода. Основным материалом является кремний n -типа. Существует также тонкий слой p -типа на фронтальной поверхности прибора. Его формирование осуществляется путем тепловой диффузии или ионной имплантации соответствующего легирующего материала. Таким материалом обычно является бор. p - n -переход является интерфейсом между слоем p -типа и кремнием n -типа. Существует небольшой металлический контакт, нанесенный на фронтальную поверхность фотодиода. Вся обратная сторона фотодиода покрыта металлом, используемым в качестве контакта. В привычных «диодных» терминах фронтальный контакт – это анод, а контакт с обратной стороны – катод. Активная область фотодиода покрывается либо нитридом кремния, диоксидом кремния, либо монооксидом кремния и служит антиотражающим покрытием. Толщина этого покрытия оптимизируется под определенную полосу длин волн.

Фотодиодные переходы, по сравнению с обычными p - n -переходами, необычны тем, что верхний слой p -типа очень тонок. Существует соотношение между толщиной этого слоя и рабочей длиной волны, детектируемой прибором. Кремний имеет обедненный слой электрических зарядов вблизи p - n -перехода. Прикладывая обратное напряжение смещения на такой переход, можно изменять глубину обедненного слоя. Говорят, что диод полностью обеднен, если обедненный слой достиг обратной стороны диода. Обедненный слой особенно важен для характеристик фотодиода благодаря тому, что в он большой степени определяет чувствительность к световому излучению.

Пары электрон-дырка формируются, когда свет поглощается в активной области. В ней электроны отделяются и проходят в область n -типа, а дырки – в область p -типа. Это приводит к возникновению тока, генерируемого падающим светом. Такая миграция электронов и дырок в области их предпочтения называется фотогальваническим эффектом.

Генерируемый ток, обычно определяемый как ток короткого замыкания, линейно зависит от света, излучаемого на активную область. Этот ток может изменяться в достаточно широком диапазоне, по крайней мере на 7 порядков. Амплитуда такого тока обозначается как I_{sc} . Он мало меняется под действием температуры – меньше 0,2% на градус Цельсия для видимого света.

Определение полярности напряжения двух выводов фотодиода – анода и катода – основана на том, что существует малое прямое сопротивление (при положительном аноде) и большое обратное сопротивление (при отрицательном аноде). Как правило, кремниевый диод имеет отрицательное смещение на активной области, которая является анодом, или положительное смещение на обратной стороне диода, которая является катодом. В условиях нулевого смещения и при фотогальваническом режиме работы генерируемый ток или напряжение соответствуют прямому включению диода. Следовательно, генерируемая полярность противоположна той, что требуется в режиме смещения.

На рис. 5.9 приведена обобщенная схема *PIN*-фотодиода на основе *InGaAs*. Этот тип диодов используется как фотодетектор для больших длин волн (в диапазонах 1310 и 1550 *нм*).

Из рис. 5.9 видно, что слои состоят из материала *InP* для *p*-слоя, материала *InGaAs* для *i*-слоя и материала *InP* для *n*-слоя. Так как ширина запрещенной зоны для *InP* равна 1,35 эВ, *InP* прозрачен для света с длиной волны больше 0,92 *мкм*. В отличие от этого, ширина запрещенной зоны для *i*-слоя, состоящего из материала *InGaAs*, равна 0,75 эВ. Эта величина соответствует длине волны отсечки 1650 *нм*. Следовательно, средний слой из материала *InGaAs*, поглощает длины волн в области 1300–1600 *нм*. Это пример гетероструктурного фотодиода (используемого в качестве детектора), который полностью устраняет его диффузную компоненту, так как фотоны поглощаются только в обедненном слое. Этот тип *PIN*-диодов имеет очень хорошие характеристики во втором и третьем окнах прозрачности. Так, можно ожидать от них значений чувствительности отклика на уровне 0,6–0,9 *А/Вт* и квантовой эффективности на уровне 60–70%.

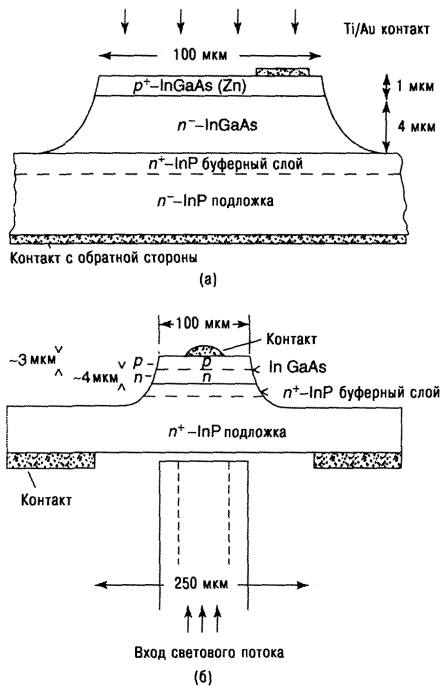


Рисунок 5.9. Обобщенная схема *PIN*-диодного детектора на основе *InGaAs*. (а) вход с фронта; (б) вход с подложки (с тыла)

Лавинные фотодиоды (ЛФД) представляют из себя *pin*-диоды с усилением. На рис. 5.10 схематически представлено поперечное сечение типичной структуры ЛФД. Из рис. видно зону поглощения *A* и зону умножения *M*. Поперек зоны *A* приложено электрическое поле *E*, которое разделяет фотогенерируемые дырки и электроны и забрасывает один носитель в зону умножения. Эта зона *M* представляет собой область высокой электрической напряженности, способной обеспечить усиление внутреннему фототоку за счет ударной ионизации. Эта усилительная зона достаточно широка, чтобы обеспечить полезное усиление *M*, порядка 100 (20 дБ) для кремниевых и 10–40 для германиевых и InGaAs ЛФД. Кроме того, способность данного поля к умножению носителей должна позволить достичь эффективного усиления и при напряженности поля ниже напряжения пробоя для данного диода.

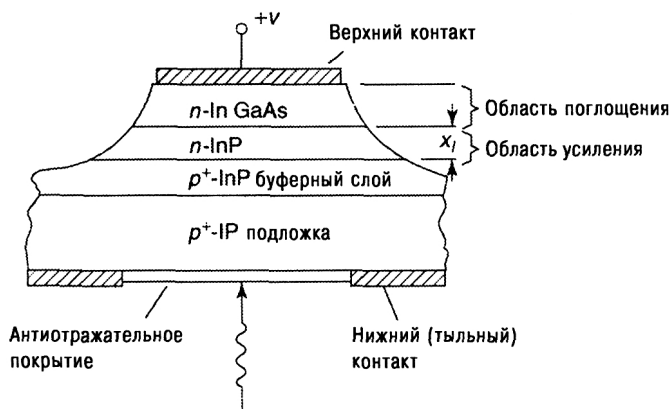


Рисунок 5.10. Схема поперечного сечения структуры лавинного фотодиода

Благодаря своему внутреннему усилению фотоэлектрического сигнала, ЛФД отличается от *PIN*-фотодиодов, которые не имеют усиления.

Ток выходного сигнала диода дается выражением:

$$I_s = MR_0(1)P_s, \quad (5.39)$$

где $R_0(1)$ – внутренняя чувствительность отклика при усилении $M = 1$ и длине волны λ ; M – усиление диода и P_s – падающая оптическая мощность.

Усиление M является функцией обратного напряжения V_R на ЛФД и меняется с уровнем приложенного напряжения смещения от 10 при 100 В до 100 при 450 В. Спектральный шум является ключевым параметром при выборе диода. Как и другие типы детекторов, ЛФД обычно работает в одном из двух режимов:

- а) детекторный шум ограничен при низких уровнях мощности или;
- б) дробовой шум фотонов ограничен при высоких уровнях мощности.

ЛФД работает с обратным смещением. Дробовой шум и ток утечки диода ограничивают чувствительность при низких уровнях светового потока. Этот случай отличается от *PIN*-детектора тем, что ток утечки материала подложки I_{DB} умножается на коэффициент усиления M . В этом случае общий ток утечки I_D равен:

$$I_D = I_{DS} + I_{DB}M, \quad (5.40)$$

где I_{DS} – ток утечки по поверхности.

Характеристики ЛФД ухудшаются под действием избыточного коэффициента шума (F) по сравнению с *PIN*-диодами. Полный ток спектрального шума для диода, в условиях измерения темнового тока, определяется выражением

$$i_N = 2q(I_{DS} + I_{DB}M^2F)B^{1/2}, \quad (5.41)$$

где q – заряд электрона, B – ширина полосы частот системы.

При более высоких уровнях сигнала, происходит переход к режиму ограниченного дробового шума фотонов, где чувствительность ЛФД ограничена дробовым шумом фотонов, вызванным током, генерируемым оптическим сигналом. Полный шум $i_{N(total)}$ равен среднеквадратичному значению детекторного шума и сигнального дробового шума в присутствии светового излучения и может быть оценен следующим выражением:

$$i_{N(total)} = [2q(I_{DS} + (I_{DB}M^2 + R_0(1)M^2P_S)F)B]^{1/2}, \quad (5.42)$$

где F – коэффициент избыточного шума, B – ширина полосы частот системы, M – коэффициент умножения, I_{DS} – ток утечки по поверхности, I_{DB} – ток утечки материала подложки.

Фотодиоды, типа ЛФД, изготавливаются для длин волн, лежащих в диапазоне от 300 до 1700 нм. Кремниевые диоды могут быть использованы для длин волн в диапазоне от 300 до 1100 нм, германиевые диоды покрывают область 800–1600 нм, а InGaAs диоды – область 900–1700 нм.

InGaAs ЛФД существенно дороже, чем германиевые, и могут иметь значительно более низкий ток, демонстрировать расширенную до 1700 нм спектральную характеристику и обеспечивать расширенную в область высоких частот характеристику при той же активной области.

$$R_F = \frac{I_F}{P_F} = \frac{\eta q}{hv} = \frac{\eta \pi}{1,24}. \quad (5.43)$$

5.5 Фототранзисторы

Фототранзисторы представляют собой приемники излучения, основанные на том же принципе работы, что и фотодиоды, но с дополнительным усилением фототока. Они совмещают в себе свойства фотодиода и усилителя. Все биполярные и униполярные транзисторы могут называться фототранзисторами. Присущий этим приборам транзисторный эффект обеспечивает

высокое усиление. Структура биполярного транзистора и его эквивалентная схема представлена на рис. 5.11. Он отличается от обычного транзистора тем, что переход база-коллектор, выполняющий роль чувствительного элемента (показан в виде диода с параллельно включенной емкостью), имеет большую площадь.

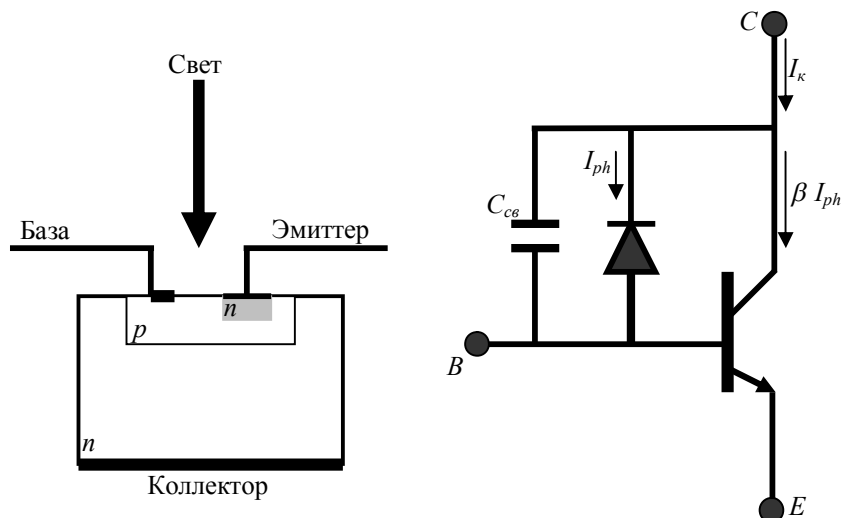


Рисунок 5.11. Биполярный фототранзистор и его эквивалентная схема

Фототранзисторы особенно эффективны в составе оптронов, поскольку обеспечивают высокий коэффициент преобразования по току (т.е. отношение выходного тока фотодетектора к входному току светодиода), достигающий 50% и более, тогда как при использовании фотодиодов этот коэффициент не превышает 0,2%.

В режиме работы с плавающей базой фотоносители дают вклад в ток коллектора в виде фототока I_{ph} . Кроме того, дырки, сгенерированные в базе, а также дырки, приходящие в базу из коллектора, понижают разность потенциалов между собой и эмиттером, что приводит к инжекции электронов через базу в коллектор. Общий коллекторный ток равен

$$I_K = I_{ph} + h_{pE} I_{ph} = (1 + h_{pE}) I_{ph}, \quad (5.44)$$

где h_{pE} – статический коэффициент усиления транзистора в схеме с общим эмиттером, который может быть существенно больше единицы. Вследствие этого эффективный квантовый выход фототранзистора в $(1 + h_{pE})$ раз больше, чем квантовый выход фотодиода, которым является переход база–коллектор.

Биполярный фототранзистор может быть интегрально совмещен с другими приборами.

Например, используя дополнительный транзистор, можно сформировать составной фототранзистор с существенно более высоким коэффициентом усиления. Быстродействие рассмотренных структур ограничивается большой емкостью перехода база–коллектор и снижается при увеличении усиления за счет эффекта обратной связи. Так, типичное время отклика для фотодиода составляет $\sim 0,01$ мкс, тогда как для биполярного фототранзистора оно равно ~ 5 мкс, а для составного фототранзистора ~ 50 мкс. Фототранзистор может быть изготовлен на основе гетероструктуры. Этот прибор характеризуется высокими значениями напряжения запираения и коэффициента усиления для обеих полярностей смещения и линейной зависимостью тока от напряжения, проходящей через начало координат. Эффективная инжекционная способность обеспечивается за счет того, что слой базы имеет более узкую запрещенную зону, чем слои коллектора и эмиттера. Таким путем устраняется присущее обычным транзисторам ограничение, состоящее в необходимости создания слаболегированного базового слоя, и можно реализовать условия, при которых обедненная область запирающего перехода в основном сосредоточена в слое коллектора. Это позволяет получить в одном приборе высокое усиление и высокое напряжение запираения. Прибор обладает симметричным коэффициентом усиления, который при напряжении запираения ± 10 В, соответствующем толщине базы GaAs 2,1 мкм, составляет 180, а при напряжении запираения $\pm 2,6$ В, соответствующем базе толщиной 0,3 мкм, равен 3000.

Структура кремниевого МДП-транзистора с изолированным затвором, чувствительного к ИК-излучению, схематически представлена на рис. 5.12. Подложка р-типа легирована бором, дающим мелкий акцепторный уровень, и индием, дающим глубокий акцепторный уровень (глубина залегания 0,16 эВ от края валентной зоны). В заполненном дырками состоянии центры индия нейтральны, а при возбуждении дырок в валентную зону становятся отрицательно заряженными.

Прибор работает следующим образом. Отрицательное напряжение на полевом электроде вызывает обогащение канала; при этом все центры индия захватывают дырки и переходят в нейтральное состояние. Под действием ИК излучения в диапазоне 2–7 мкм, обеспечивающего энергию фотона, достаточную для фотоионизации центров индия, происходит возбуждение дырок в валентную зону. Этот процесс приводит к увеличению суммарной плотности заряженных акцепторов в области обеднения, что в свою очередь модулирует проводимость поверхностного канала. Используя вместо индия другие акцепторные примеси, можно обеспечить оптимальное согласование области чувствительности прибора с требуемым спектральным диапазоном. Рассмотренный ИК-детектор может быть интегрально совмещен с элементами накопления и памяти и выходным усилителем, что открывает широкие перспективы для его использования в многоэлементных ИК-фо-топриемниках большой степени интеграции.

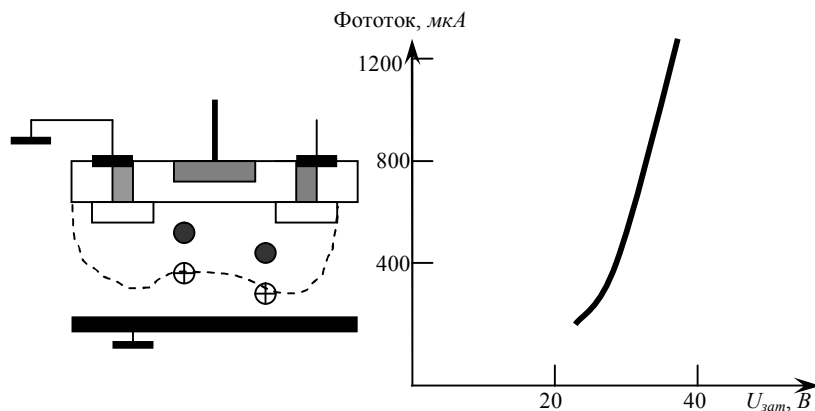


Рисунок 5.12. Зависимость фототока в области насыщения от напряжения на затворе в МОП-транзисторе

Весьма перспективными для интегрально-оптических и оптоэлектронных схем оказываются биполярные фототранзисторы с широкозонным гетероэмиттером – гетерофототранзисторы (ГТФ). Принципиальное устройство ГТФ и его зонная диаграмма показано на рис. 5.13. Закрашенной показана так называемая легированная плоскость, которая представляет собой тонкий сильно легированный акцепторами ($N_a \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$) слой, вводимый при резком гетеропереходе для снижения рекомбинационных потерь на границе раздела база-эмиттер. Широкозонный гетероэмиттер является прозрачным окном для излучения, поглощаемого в относительно узкозонной базе. Гетеро-

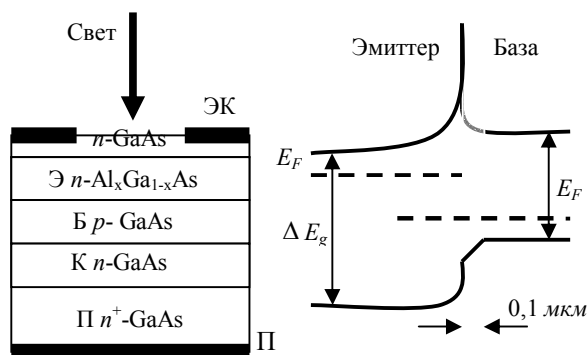


Рисунок 5.13. Схема и энергетическая диаграмма резкого перехода эмиттер-база гетерофототранзистора

фототранзистор – двухполюсный прибор, который не имеет подключенной базы. Как высокочастотный фотоприемник ГТФ является альтернативой лавинным фотодиодам, отличающейся большей технологичностью и менее жесткими допусками на разброс его параметров, в том числе напряжения смещения.

5.6 Приемники излучения на основе внешнего фотоэффекта

Внешним фотоэффектом или фотоэлектронной эмиссией называют испускание электронов с поверхности fotocувствительного слоя в вакуум или в другое вещество под действием падающего потока излучения.

В приемниках излучения, основанных на внешнем фотоэффекте, поток электронов (называемых фотоэлектронами), эмиттируемых под действием падающего излучения одним из электродов (фотокатодом) в вакуум (или газ), ускоряется за счет постоянного внешнего напряжения и улавливается другим электродом (анодом), образуя во внешней цепи электрический ток, который называют фототоком.

В качестве фотокатодов используют некоторые чистые и сложные металлы и полупроводники. Фотоэлектронную эмиссию можно представить следующими процессами: поглощением фотона и передачей его энергии электрону, диффузией (перемещением) возбужденного электрона к поверхности фотокатода и прохождением его в вакуум через поверхностный потенциальный барьер (электрическое поле, действующее в узкой области вблизи поверхности фотокатода, удерживающее электроны внутри вещества). Энергию, которую необходимо сообщить электрону для преодоления поверхностного потенциального барьера, называют работой выхода. Для внешнего фотоэффекта известны следующие основные законы.

1. Значение фототока (число фотоэлектронов, вырываемых из фотокатода в единицу времени) в режиме насыщения (все вылетевшие из фотокатода электроны собираются на анод, и фототок не зависит от напряжения питания) прямо пропорционально потоку излучения, поглощенного фотокатодом, при неизменном спектральном составе падающего потока излучения (закон Столетова):

$$I_{\Phi} = \Phi S_{\text{инт}}, \quad (5.45)$$

где I_{Φ} – фототок; Φ – поглощенный поток; $S_{\text{инт}}$ – интегральная чувствительность фотокатода.

2. Максимальная энергия выбиваемых фотоэлектронов пропорциональна частоте ν падающего на фотокатод излучения и не зависит от потока излучения (закон Эйнштейна – закон сохранения энергии при фотоэлектронной эмиссии).

Если электрон в веществе после взаимодействия с упавшим фотоном с энергией $h\nu$ вышел в вакуум с кинетической энергией $(mv^2/2)_{\text{max}}$, совершив фотоэлектронную работу выхода E_{Φ} , то закон Эйнштейна можно записать в виде

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\text{max}} = h\nu - E_{\Phi}, \quad (5.46)$$

где m и v – масса и скорость фотоэлектрона.

Для каждого вещества существует длинноволновая граница внешнего

фотоэффекта, называемая красной границей, так как энергия падающих фотонов $h\nu$ уменьшается с увеличением длины волны и уменьшением частоты. Пороговая частота фотоэффекта ν_{rp} соответствует энергии падающих фотонов, при которой даже максимальная энергия фотоэлектронов $(mv^2/2)_{\max}$ равна нулю: $h\nu_{rp} - E_{\Phi} = 0$, откуда

$$\lambda'' = \frac{c}{\nu_{rp}} = \frac{hc}{E_{\Phi}} = \frac{1,234}{E_{\Phi}}, \quad (5.47)$$

где λ'' – граничная длина волны (мкм) при измерении E_{Φ} в эВ; c – скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме.

Время запаздывания между поглощением кванта и появлением фотоэлектрона меньше 10^{-12} с, что позволяет на основе внешнего фотоэффекта создавать быстродействующие приемники излучения.

5.6.1 Электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители

Электровакуумным фотоэлементом называют вакуумный или ионный диод, основанный на явлении фотоэлектронной эмиссии электронов в вакуум (электронный фотоэлемент) или газ (ионный фотоэлемент), преобразующий энергию оптического излучения в электрические сигналы и содержащий фотокатод и анод. Ионные (газонаполненные) фотоэлементы применяются редко. Наиболее распространены электровакуумные фотоэлементы (ФЭ), поэтому ограничимся их рассмотрением.

Размер ФЭ, расстояние между электродами, конструкция цоколя, выводов зависит от типа аппаратуры, в которой он используется.

Форму фотокатода и анода определяют требования полного сбора эмиттированных электронов на анод. Тип фотокатода материал окна колбы ФЭ определяют диапазон его спектрально чувствительности.

Спектральная чувствительность фотоэлемента (рис. 5.14) в основном зависит от фотокатода: его толщины, материала подложки и окон баллона. В меньшей степени – от температуры фотокатода (изменяется работа выхода электрона), его старения (постепенного изменения свойств фотокатода за счет неидеального вакуума и газоотделения арматуры и стенок колбы), напряженности электрического поля у фотокатода, зависящей от приложенного напряжения (при освещении фотокатода коротковолновыми квантами вылетающие фотоэлектроны имеют большую энергию и сбор их на фотокатод требует более высокого напряжения питания), утомления фотокатода.

Утомление характеризуется неравномерным понижением спектральной чувствительности (под действием потока излучения) фотокатода во времени (чувствительность уменьшается сильнее в длинноволновой области спектра), оно зависит от качества и типа фотокатода, от режима освещенности фотокатода, от анодного напряжения и температуры среды, а также от цикличности

работы ФЭ во времени.

Наиболее сильное утомление наблюдается у серебряно-кислородно-цезиевых фотокатодов, у которых при освещенности 2500 лк в течение нескольких часов чувствительность уменьшается на 60–80%.

Для оценки спектральной чувствительности фотозащитных элементов разработана система типовых спектральных характеристик.

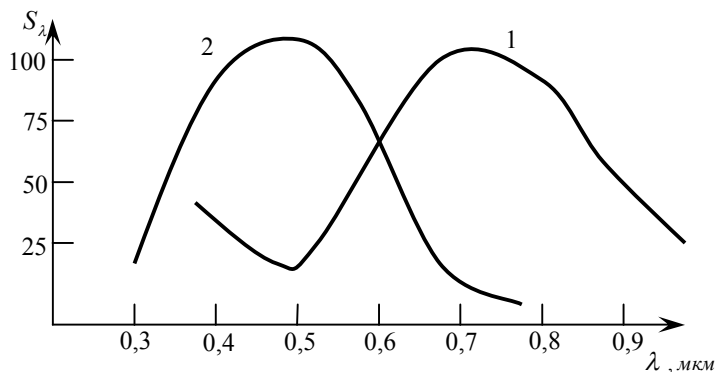


Рисунок 5.14. Типовые спектральные характеристики фотокатодов: 1 – серебряно-кислородно-цезиевый;

Световые характеристики вакуумных ФЭ линейны в широком динамическом диапазоне (диапазоне изменения потока). Нижний предел линейности световой характеристики ФЭ ограничивается тем новыми токами (от 10^{-7} до 10^{-14} А у различных ФЭ) и шумами ФЭ и нагрузки. Верхний предел линейности (10^{-4} А) ограничивается образованием пространственного заряда у поверхности фотокатода и на стекле колбы, утомлением фотокатода и вторичной эмиссией стекла (слабо покрывшегося пленкой щелочного металла при напылении фотокатода), появляющейся при больших световых потоках.

Линейность световой характеристики по потоку излучения сохраняется от значений пороговых потоков до единиц люменов. При включении ФЭ в цепь нагрузки диапазон линейности уменьшается.

Временное разрешение ФЭ определяется временем движения электронов от места их образования при освещении до поверхности катода (10^{-12} с), временем пролета их от катода до анода (10^{-11} – 10^{-10} с) и переходными процессами в цепи ФЭ – нагрузка.

Переходные процессы в цепи ФЭ – нагрузка, ухудшающие временное разрешение и искажающие форму коротких импульсов, зависят от накопления зарядов на стекле при перезарядке и от процесса зарядки и разрядки емкости самого ФЭ, которые характеризуются постоянной времени схемной

релаксации τ_p (постоянной времени RC -цепочки):

$$\tau_p = R_H C, \quad (5.48)$$

где R_H – сопротивление нагрузки и выводов; C – межэлектродная емкость ФЭ.

Межэлектродная емкость обычных ФЭ 10–50 $n\Phi$, у импульсных 3–4 $n\Phi$ при сопротивлении коаксиального вывода десятки Ω , это дает $\tau_p = 3 \cdot 10^{-12} \div 3 \cdot 10^{-11}$ с, соизмеримую со временем пролета фотоэлектронов.

Фотоэлементы включаются последовательно с источником питания U_{Π} и сопротивлением нагрузки R_H . Когда освещения нет, в цепи ФЭ течет темновой ток, складывающийся из тока утечки между электродами и тока термоэмиссии. Ток термоэмиссии можно уменьшить при охлаждении фотокатода. Ток утечки по стволу колбы (на наружной и внутренней сторонах) при $U_{\Pi} = 200 \div 300$ В достигает $10^{-7} - 10^{-8}$ А. Влияние темпового тока можно уменьшить при модуляции лучистого потока и наличии разделительной емкости C_p , исключающей постоянные составляющие, возникающие в цепи ФЭ из входной цепи регистрирующего устройства, работающего на переменном токе. Емкость при работе в импульсном режиме

$$C_p \geq \frac{(2 \div 10)\tau_H}{R_H + R_{ex}}, \quad (5.49)$$

где τ_H – длительность импульса или время модуляции ($1/f_M, f_M$ – частота модуляции лучистого потока); R_{ex} – входное сопротивление регистрирующего устройства.

Форма вольтамперных характеристик ФЭ, уровень его максимальной освещенности и напряжение питания позволяют решить вопрос о выборе нагрузки.

Точка пересечения нагрузочной прямой с вольтамперной характеристикой при максимальной необходимой регистрируемой освещенности должна лежать в области насыщения фототока (в этом случае небольшие колебания напряжения питания V_{Π} не влияют на выходной сигнал I_{ϕ} , а $dI_{\phi}/dV_{\Pi} = 0$). При этом также желательно иметь максимальную вольтговую чувствительность S_V .

В случае работы в режиме насыщения $dI_{\phi}/dV_{\Pi} = 0$, $S_V = R_H S_I$, где S_I – токовая чувствительность ФЭ. Следовательно, для обеспечения S_{Vmax} необходимо брать R_{Hmax} , оставляя точку пересечения прямой нагрузки с вольтамперной характеристикой в области насыщения фототока ($\operatorname{tg} \alpha = 1/R_H$) что обеспечивается при

$$R_{Hmax} \leq \frac{V_{\Pi}}{I_T + I_{\phi}} = \frac{V_{\Pi}}{I_T + S_I \Phi_{max}}, \quad (5.50)$$

где I_m – темновой ток фотоэлемента; I_{ϕ} – фототок; Φ_{max} – максимальный регистрируемый поток излучения, $лм$ или $Вт$.

Фотоэлементам присущи радиационный, дробовый шум, шум мерцания (фликкер-эффект) и другие. Кроме того, на вход регистрирующего устройст-

ва поступают тепловые шумы нагрузочного резистора R_H .

Шум мерцания присущ только приемникам на основе использования внешнего фотоэффекта и возникает он из-за непостоянства чувствительности фотокатода во времени, происходящей вследствие диффузионных процессов в фотокатод. Процесс диффузии атомов щелочных металлов (приводящий к разной работе выхода фотоэлектронов в разных точках) протекает медленно, поэтому шум мерцания имеет зависимость $1/f$ модуляции и сказывается только на низких частотах ($f \leq 100 \text{ Гц}$), где он может превосходить дробовый шум на порядок. Шум мерцания измеряют экспериментально. Пороговый поток Φ_n ФЭ определяют через его интегральную чувствительность S_T и суммарное значение шумов I_w .

Фотоэлементы с массивными непрозрачными фотокатодами на металлической подложке, освещаемые с фронтальной стороны, широко используются в качестве приемников сфокусированных потоков излучения, постоянных или модулированных по амплитуде в звуковом диапазоне частот.

Фотоэлементы с полупрозрачным фотокатодом, нанесенным на внутреннюю поверхность цилиндрической или шаровой колбы, освещаемые с тыльной стороны, с центральным расположением анода используются в физических исследованиях для регистрации несфокусированных потоков излучения. В этом случае устраняется экранирующее действие анода. В измерительных ФЭ для точных фотометрических измерений слабых или медленно изменяющихся по значению потоков излучения принимаются специальные меры для уменьшения токов утечки между выводами и вводится охранное кольцо.

Для регистрации наносекундных импульсов лазеров разработаны специальные быстродействующие сильноточные фотоэлементы. У подобных ФЭ расстояние между анодом и катодом мало, а прикладываемое напряжение между ними 2–5 кВ, что обеспечивает малое время пролета (и малый его разброс) фотоэлектронов, а следовательно, малую постоянную времени ПИ.

Подобные ПИ имеют коаксиальный выход, малую межэлектродную емкость и низкую индуктивность выводов и позволяют регистрировать сигнал без усилительного тракта непосредственно быстродействующим осциллографом, так как фототок в импульсе может достигать нескольких ампер.

Фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) называют электровакуумный прибор, преобразующий энергию оптического излучения в электрические сигналы и содержащий фотокатод, вторично-электронный умножитель и анод.

Конструктивно от вакуумного фотоэлемента ФЭУ отличается тем, что кроме фотокатода и анода содержит еще фокусирующую электронно-оптическую систему, диафрагму и дополнительные электроды (диноды), являющиеся эмиттерами вторичных электронов (рис. 5.15).

При освещении фотокатод 1 эмиттирует первичные фотоэлектроны, которые ускоряются электрическим полем и фокусируются электронно-

оптической системой 2 на первый динод \mathcal{E}_1 , вызывая его увеличенную вторичную электронную эмиссию. Вторичные электроны, вылетевшие из первого динода, ускоряются электрическим полем и направляются на второй динод \mathcal{E}_2 , увеличенный поток электронов со второго динода направляются на третий и т. д.

Электрическое поле, ускоряющее электроны, создается делителем постоянного напряжения, обеспечивающим большой положительный потенциал каждого последующего каскада относительно предыдущего $R1-R11$.

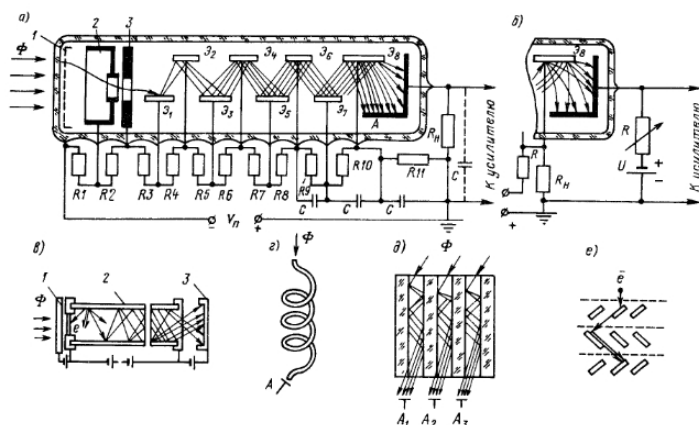


Рисунок 5.15. Устройство фотоумножителей:
а, б – динодного типа; в, г, д – каналного и микроканального типа, е – жалюзийного типа

Фотокатоды ФЭУ аналогичны фотокатодам ФЭ и могут работать «на просвет» и «на отражение». При работе «на просвет» полупрозрачный фотокатод наносится на плоское выходное окно колбы в виде круга диаметром 10–50 мм (делают до 250 мм). При работе «на отражение» входное окно часто располагают на боковой стенке колбы, а излучение попадает на фотокатод со стороны вакуума.

Пространство, образуемое поверхностями фотокатода 1 и первого динода \mathcal{E}_1 с расположенными между ними электродами, называют катодной (входной) камерой ФЭУ. Форма и распределение электрического потенциала

На поверхности фотокатода фокусирующего электрода 2 и диафрагмы 3 должны обеспечить максимальный сбор фотоэлектронов на первый динод за счет использования законов движения электронов в электрическом поле. Качество электронно-оптической системы катодной камеры определяется коэффициентом сбора электронов γ_H (отношением числа фотоэлектронов, достигших первого динода, к общему числу эмиттированных фотокатодом электронов). Коэффициент сбора электронов у современных ФЭУ близок к 1.

Первичные фотоэлектроны, попадая на первый диод, взаимодействуют с электронами его вещества и возбуждают их до более высоких энергетических состояний. Часть электронов перемещается к границе диода с вакуумом. Электроды, которые достигают поверхности с энергией, превышающей поверхностный потенциальный барьер, переходят в вакуум и ускоряются электрическим полем в направлении ко второму диоду.

Время вторичной электронной эмиссии меньше чем 10^{-12} с.

Вторичная электронная эмиссия характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии

$$\sigma = \frac{n_D}{n_H \gamma_H}, \quad (5.51)$$

где n_D – среднее число эмиттируемых диодом электронов; $n_H \gamma_H$ – число первичных электронов, падающих на поверхность диода.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии диода зависит от энергии первичных электронов, от материала диода и состояния его поверхности. Энергия первичных электронов в диапазоне 100–1800 эВ дает максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии. В качестве материалов вторично-эмиссионных диодов применяют $SbCs_3$ и окисленные сплавы $CuBe$, $AlMg$, $AgMg$, $CuMg$, $GaP(Cs)$ и т. д. Форму и расположение диодов выбирают из условий максимального сбора электронов, эмиттированных предыдущим диодом, одинакового времени пролета электронов от фотокаатода до анода, отсутствия объемного заряда, приводящего к нелинейности световой характеристики.

Часть электронов из-за несовершенства системы рассеивается и попадает на стенки баллона и на нерабочие участки диодов, что учитывается коэффициентом эффективности диодного каскада γ_i (отношением числа электронов, попавших на $i + 1$ -й диод, к числу электронов, вышедших из i -го диода). Современные ФЭУ имеют коэффициент эффективности каскада 0,7–0,95.

Число электронов, собираемых у анода,

$$n_a = n_K \gamma_K \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i = n_K \gamma_K M, \quad (5.52)$$

где m – число каскадов; M – коэффициент усиления ФЭУ.

Если $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma$, а $\gamma_K = \gamma_i = 1$, то $M = \sigma^m$ или $I_a = I_K \sigma^m$, где I_a – анодный ток ФЭУ; I_K – ток эмиссии фотокаатода.

Для серийных ФЭУ при среднем коэффициенте вторичной эмиссии $\sigma = 4$ и числе каскадов 12 коэффициент усиления ФЭУ достигает 10^7 , чего достаточно для регистрации сигнала на выходе от одного упавшего на фотокатод кванта (выбившего один фотоэлектрон).

В последние годы широко применяют жалюзийные и каналные ФЭУ, отличающиеся от обычных ФЭУ построением диодной системы.

Жалюзийная диодная система (рис. 5.15, е) состоит из наклонных полосок и прозрачной сетки, находящейся под тем же потенциалом. Сетка экранирует жалюзи, обеспечивает попадание вторичных электронов на лопасти следующего диода. Эффективность жалюзийного диода невелика (88%), однако подобные системы имеют и некоторые преимущества. Так они обеспечивают широкий диапазон линейности световой характеристики, высокую стабильность анодного тока, относительную нечувствительность к небольшим изменениям межкаскадных напряжений, стабильность анодного тока при наличии магнитных полей, большую площадь диода позволяющую работать при повышенных токовых нагрузках

В жалюзийных ФЭУ между катодной камерой и диодной системой помещается кольцевой электрод-модулятор, позволяющий изменять анодную чувствительность ФЭУ в широких пределах и осуществлять внутреннюю модуляцию сигнала.



Рисунок 5.16. Внешний вид некоторых ФЭУ

Большие возможности для миниатюризации ФЭУ представляются при использовании непрерывного диода с распределенным сопротивлением. В простейшем случае такой диод представляет собой трубку (канал) (рис. 5.15, в–д), изготовленную, например, из специального стекла, на поверхности которого в результате термообработки в водороде образуется слой, обладающий необходимыми значениями электросопротивления и коэффициента вторичной электронной эмиссии ($R = 10^7 \div 10^8$ Ом; $\sigma = 3 \div 3,5$ при $E = 300$ эВ).

При подаче высокого напряжения на концы канала через проводящие контакты по его поверхностному слою течет ток, создающий падение напряжения вдоль канала. Вторичный электрон, выбитый из внутренней стенки канала, под действием электростатического поля ускоряется и ударяется о стенку капала в точке с более высоким потенциалом. Усиление в канале зависит от отношения его диаметра к длине (калибра), напряжения на его концах и вторично-эмиссионных свойств рабочей поверхности.

Оптимальное значение калибра капли 50–100, при этом можно получить усиление 10^6 – 10^7 при напряжении около 2,5 кВ.

Простейшая (прямая) форма канала не позволяет получить больших усилений в ФЭУ из-за увеличения шумов, обусловленных оптической и ионной обратной связью с анода на фотокатод (прямое видение). Чтобы уstra-

нить этот недостаток, каналу можно придать форму спирали. В последнем случае (спиральтрон) систему из нескольких соединенных вместе параллельных каналов (например, четырех) закручивают при ее изготовлении вокруг оси (рис. 5.15, г).

Недостаток прямых и изогнутых каналов – низкая эффективность эквивалентного каскада умножения, объясняющаяся тем, что часть вторичных электронов не участвует в дальнейшем процессе умножения. Кроме того, наблюдается большой разброс времени пролета электронов из-за отсутствия их фокусировки, что увеличивает постоянную времени.

Эти недостатки устранены в системах со скрещенными магнитными и электрическими полями, которые используют для изготовления высокочастотных ФЭУ.

Анодный блок ФЭУ состоит из последнего динода и анода. Часто анод выполняют в виде сетки и располагают между предпоследним и последним динодом. В этом случае электроны от последнего динода ускоряются анодом-сеткой и, умножаясь на последнем диноде, собираются на анод. Недостатком сетчатого анода является перехват части электронов на пути к последнему диноду, что ухудшает временное разрешение ФЭУ.

Спектральная чувствительность ФЭУ определяется в основном типом фотокатода и материалом окна колбы. Для регистрации излучения с $\lambda < 105$ нм применяют ФЭУ с открытым входом (нет входного окна). Коэффициент усиления ФЭУ можно также определить как отношение интегральной анодной чувствительности ФЭУ S_a к интегральной чувствительности фотокатода $S_{фк}$ при определенном напряжении между анодом и фотокатодом $V_{ак} = const$ и рекомендованной паспортом на ФЭУ схемой включения

$$M = \frac{S_a}{S_{фк}}. \quad (5.53)$$

При наличии в паспорте на ФЭУ значения темпового анодного тока и темпового тока фотокатода $I_{тк}$ при $V_{ак} = const$ можно также определить коэффициент усиления ФЭУ

$$M = \frac{I_{та}}{I_{тк}}. \quad (5.54)$$

Временное разрешение ФЭУ зависит от времени внешнего фотоэффекта (10^{-12} с), времени вторичной эмиссии (10^{-12} с), времени пролета электронов от фотокатода до анода (с учетом умножения на динодах), изохронности (одновременности) их прихода на вход и постоянной времени схемной релаксации τ_p .

Постоянная времени по фронту нарастания импульса для обычных ФЭУ составляет 5–10 нс (при $\tau_p < 1$ нс), что позволяет регистрировать модулированные потоки с частотой в сотни мегагерц.

Ток дробового эффекта фотокатода в ФЭУ усиливается каждым каскадом, и выражение для действующего значения шума имеет вид

$$I_{op} = \sqrt{2eI_K M^2 (1+B)\Delta f}, \quad (5.55)$$

где e – заряд электрона, $A \cdot c$; I_K – суммарный ток фотокатода, складывающийся из его фототока и темпового тока, A ; M – коэффициент усиления ФЭУ; $(1+B)$ – множитель, учитывающий влияние дробового эффекта эмиттеров, для ФЭУ с электростатической фокусировкой $(1+B) = 2,5$; Δf – полоса частот, $\Delta f = f_2 - f_1$.

С учетом тепловых шумов нагрузочного сопротивления ФЭУ (R_H) среднеквадратическое значение суммарного шумового тока на входе усилителя

$$I_{\Sigma} = \sqrt{I_{op}^2 + I_{менл}^2} = \sqrt{2eI_K M^2 (1+B)\Delta f + 4kT\Delta f R_H^{-1}}, \quad (5.56)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура нагрузочного сопротивления R_H , K .

Пороговый поток ФЭУ

$$\Phi_{II} = \sqrt{2eI_K M^2 (1+B)\Delta f + 4kT\Delta f R_H^{-1}} / S_a. \quad (5.57)$$

При расчете порогового (темневого) тока ФЭУ (при отсутствии фоновой засветки) основной составляющей тока фотокатода $I_{фк}$ будет его темновой ток $I_{тк}$, значение которого и подставляют в формулу (5.56). Так как в паспорте ФЭУ приводится значение темпового анодного тока $I_{та}$, то значение $I_{тк}$ рассчитывают по формуле

$$I_{TK} = I_{Ta} / M. \quad (5.58)$$

Источниками темпового тока являются термоэлектронная эмиссия фотокатода и динодов (особенно первых, так как их ток усиливается), автоэлектронная эмиссия электродов, ток обратной ионной и оптической связи, а также ток утечки между анодом и остальными электродами.

В спектре темнового тока равномерно представлены составляющие всех частот – белый шум. При регистрации переменного сигнала на уровне постоянной фоновой засветки в формулу для определения порогового потока подставляют суммарный ток

$$I_K = I_{TK} + I_{фк} = I_{TK} + \Phi S_{фк}, \quad (5.59)$$

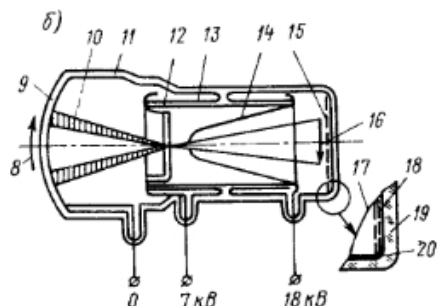
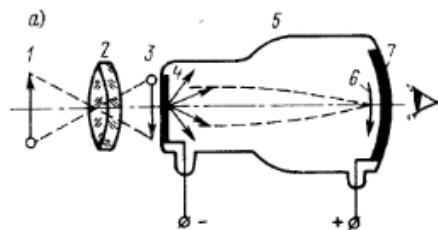
где $I_{фн}$ – ток фотокатода от фоновой засветки; Φ – поток фона, $лм (Bm)$; $S_{фк}$ – интегральная чувствительность фотокатода, $А/лм (A/Bm)$.

5.6.2 Электронно-оптические преобразователи

Электривакуумное устройство на основе использования внешнего фотоэффекта, которое преобразует оптическое изображение, создаваемое на фотокатоде рентгеновскими, ультрафиолетовыми, видимыми или ИК–лучами, в промежуточное электронное, а затем в видимое изображение на флуоресцирующем экране, называется электронно-оптическим преобразователем (ЭОП).

Конструктивно простейший ОП (рис. 5.17, а) состоит из стеклянного

баллона 5, из которого откачан воздух. На одну стенку баллона нанесен полупрозрачный фотокатод 4, на противоположную – флуоресцирующий экран 7. Между фотокатодом и экраном приложено постоянное напряжение 10–15 кВ. Объектив 2 строит на фотокатодe 4 невидимое (или видимое) изображение 3 рассматриваемого предмета 1. Под воздействием изображения возникает эмиссия фотоэлектронов, число которых в любой точке пропорционально имеющейся там освещенности. В момент выхода из фотокатода фотоэлектроны вылетают по различным направлениям, благодаря ускоряющему электрическому полю фотоэлектроны стягиваются в узкий пучок, ускоряются и направляются к экрану 7 в точку, лежащую против точки выхода. На экране 7 электронное изображение 6 преобразуется в видимое благодаря флуоресценции экрана из-за бомбардировки фотоэлектронами. С экрана изображение может передаваться либо на сетчатку глаза (непосредственно или с помощью окуляра), либо на телевизионную трубку, либо на любое другое устройство. Такой ЭОП даст линейное увеличение Γ , $= 1 \times$ (отношение линейных размеров изображения на экране и на фотокатодe), т.к. электронные пучки фокусируются только за счет действия однородного плоского электростатического поля.



- 8 – изображение; 9 – фотокатод;
- 10 – электронный пучок;
- 11 – баллон из стекла;
- 12 – электрод; 13 – держатель;
- 14 – анод; 15 – экран;
- 16 – электронное изображение;
- 17 – люминесцирующий слой;
- 18 – алюминиевая фольга;
- 19 – стеклянная стенка;
- 20 – контактирующее покрытие

Рисунок 5.17. Схематическое устройство ЭОП (a) и ЭОП с трехэлектродной фокусирующей системой (б)

ки фокусируются только за счет действия однородного плоского электростатического поля.

Разрешающая способность ЭОП составляет не более 5–6 пар линий/мм, так как электрическое поле собирает все вылетевшие из одной точки фотокатода фотоэлектроны не в точку на экране, а в некоторый кружок (кружок рассеяния) из-за различных направлений начальных скоростей электронов. Диаметр кружка рассеяния определяет разрешающую способность ЭОП. Чтобы ее повысить, применяют фокусировку электронных пучков посредством электростатического или магнитного полей.

На одну стенку баллона нанесен полупрозрачный фотокатод 4, на противоположную – флуоресцирующий экран 7. Между фотокатодом и экраном приложено постоянное напряжение 10–15 кВ. Объектив 2 строит на фотокатодe 4 невидимое (или видимое) изображение 3 рассматриваемого предмета 1. Под воздействием изображения возникает эмиссия фотоэлектронов, число которых в любой точке пропорционально имеющейся там освещенности. В момент выхода из фотокатода фотоэлектроны вылетают по различным направлениям, благодаря ускоряющему электрическому полю фотоэлектроны стягиваются в узкий пучок, ускоряются и направляются к экрану 7 в точку, лежащую против точки выхода. На экране 7 электронное изображение 6 преобразуется в видимое благодаря флуоресценции экрана из-за бомбардировки фотоэлектронами. С экрана изображение может передаваться либо на сетчатку глаза (непосредственно или с помощью окуляра), либо на телевизионную трубку, либо на любое другое устройство. Такой ЭОП даст линейное увеличение Γ , $= 1 \times$ (отношение линейных размеров изображения на экране и на фотокатодe), т.к. электронные пучки

Наиболее распространены ЭОП с электростатической фокусировкой.

На рис. 5.17, б представлена схема ЭОП с трехэлектродной электростатической фокусирующей системой со следующими параметрами: диаметр фотокатода 80 мм, длина 160 мм, напряжение 18 кВ, диаметр экрана 50 мм, разрешающая способность 30 пар линий/мм.

Изменяя потенциал третьего среднего электрода, можно изменять разрешающую способность ЭОП в различных кольцевых зонах экрана за счет перефокусировки электронных пучков при настройке.

Фотокатоды ЭОП аналогичны ФЭ и ФЭУ, спектральные характеристики которых приведены выше. В качестве флуоресцирующих экранов применяют различные мелкозернистые люминофоры: желто-зеленого свечения при работе с глазом, фиолетово-синего – для фотографирования или для дальнейшей передачи с помощью фотоэлектронных приборов. Пленочные мелкозернистые слои специальных люминофоров могут обеспечить разрешение в несколько сотен линий на миллиметр.

Электронно-оптические преобразователи широко применяют в приборах визуального наблюдения при плохой видимости и в условиях естественной ночной освещенности порядка 10^{-3} – 10^{-4} лк, так как коэффициент яркости современных многокаскадных ЭОП достигает 10^6 – 10^8 . Приборы с ЭОП распространены и в приборах наблюдения с подсветкой ИК–прожекторами и импульсными лазерами. ЭОП с плоской конструкцией широко используют для регистрации быстро протекающих процессов в ядерной физике и исследований искровых разрядов с временным разрешением до 10^{-14} с при напряженности поля у фотокатода $3 \cdot 10^5$ В/см.

Приборы с ЭОП используют для визуализации рентгеновского и нейтронного излучения. В астрономии ЭОП применяют для фотографирования спектров далеких звезд. Кроме того, ЭОП применяют в оптической микроскопии для наблюдения слабо светящихся объектов. Использование ЭОП в телевидении позволило создать системы, работающие в темноте по ИК–излучению объектов и при пониженной освещенности с дистанционным их наблюдением. В научной фотографии ЭОП позволяет осуществлять высокоскоростное и спектрозональное фотографирование в УФ-, видимой и ИК–областях спектра.

5.7 Сцинтилляционные детекторы

Для регистрации ионизирующих излучений используют специальные устройства – *сцинтилляционные счетчики*. Чувствительным элементом такого детектора является вещество, люминесцирующее под действием заряженных и нейтральных частиц. Заряженные частицы, проходя через сцинтиллятор, наряду с ионизацией атомов и молекул, возбуждает их. Возвращаясь в основное состояние, они испускают фотоны. Регистрация нейтральных частиц (нейтронов, γ -квантов и других) происходит по вторичным заряженным

частицам, образующимся при их взаимодействии с атомами сцинтиллято-



Рисунок 5.18. Внешний вид сцинтилляционных детекторов

ванный Ag. Интенсивность свечения после прохождения частицы изменяется во времени экспоненциально:

$$I = I_0 \text{Exp}\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (5.60)$$

где I_0 – начальная интенсивность; τ – время высвечивания, определяемое временем жизни на возбужденных уровнях. Для большинства сцинтилляторов оно составляет 10^{-9} – 10^{-5} с. Чем меньше τ , тем выше быстродействие. Для регистрации излучения используются ФЭУ. Для того чтобы световая вспышка была зарегистрирована, необходимо, чтобы спектр излучения сцинтиллятора совпадал со спектральной областью чувствительности ФЭУ, а сцинтиллятор был прозрачен для собственного излучения.

Таблица 5.3.

Характеристики некоторых сцинтилляторов

Материал	Плотность, г/см^3	τ , 10^{-9} с	Длина волны, λ_{max} , мкм	η_c , %
Антрацен $\text{C}_{14}\text{H}_{16}$	1,25	30	0,445	4
Стильбен $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$	1,1	6	0,41	3
NaI (Tl)	3,67	250	0,41	6
ZnS (Ag)	4,09	11	0,45	10
CsI (Tl)	4,5	700	0,56	2
Полистирол (p-терфенил 0,9%)	1,06	2,2	0,4	1,6

Чтобы не потерять свет, необходим хороший контакт ФЭУ с сцинтиллятором. Небольшие сцинтилляторы приклеиваются к фотокатоду, а остальные грани покрываются светоотражающим покрытием. Для больших размеров сцинтилляторов используются световоды. Световой выход сцинтиллятора

зависит от энергии, выделенной в нем заряженной частицей, что позволяет использовать скинтилляционный датчик в качестве спектрометра. Кроме того, каждая скинтилляция – это результат действия одной частицы. Так скинтилляции α -частиц и протонов значительно ярче, чем β -частиц.

5.8 Полупроводниковые счетчики

Если на *pin*-фотодиод падает излучение с квантами высокой энергии (рентгеновское или γ -излучение, α - или β -частицы), то под их воздействием в полупроводнике возникают электронно-дырочные пары. Если к диоду приложено запирающее напряжение, то носители заряда, возникшие в запирающем слое, перемещаются к электродам, а во внешнем контуре возникает электрический ток. При этом полупроводниковый детектор работает в принципе так же, как ионизационная камера. Различие состоит в том, что регистрирующая среда представляет собой твердое тело, а не газ, и для возникновения пары носителей заряда требуется меньшая энергия. Эта энергия у кремния равна 3,6 эВ, а у германия 2,8 эВ. Таким образом, при фиксированной энергии частиц число носителей заряда в твердотельном детекторе выше, чем в газовом, а, следовательно, меньше относительная ошибка. Высокие значения напряженности электрического поля в обедненной зоне приводят к очень высоким дрейфовым скоростям носителей заряда, что понижает время нарастания импульса тока. Оно лежит (в зависимости от толщины переходного слоя) в интервале от 1 мкс до 0,1 нс. Кроме детекторов с *pin*-структурой используются приборы с *p-n*-переходом или поверхностно-барьерные полупроводниковые счетчики (с двойным электрическим слоем возле контакта металл - полупроводник).

Особенно широкие обедненные зоны можно реализовать в *pin*-структуре. Такие детекторы изготавливают в основном с помощью метода, основанного на миграции ионов лития (диффузионно-дрейфовый метод). Вначале берут исходный полупроводниковый материал с *p*-проводимостью (например, кремний, легированный бором). Затем литий либо напыляют с одной стороны на кристалл кремния, либо наносят в виде масляной суспензии. Под действием электрического поля ионы лития мигрируют через кристалл полупроводника и компенсируют присутствующие в нем акцепторы, поскольку они сами являются донорами. В результате такой обработки получается кристалл, проводимость которого близка к собственной, а вблизи поверхности остается слой *n*-типа. Такая обработка должна проводиться при высокой температуре, чтобы подвижность ионов была достаточно велика. Процесс дрейфа ионов, разумеется, можно регулировать, изменяя температуру или напряженность электрического поля. Такой способ применяют как для кремния, так и для германия, а соответствующие детекторы обозначают Si (Li) или Ge(Li).

Полупроводниковые счетчики широко применяются в физике высоких

энергий и ядерной физике, а также в смежных областях. Выбор конкретного полупроводникового детектора определяется, прежде всего, областью применения, причем наиболее важным фактором является ширина обедненной зоны. Следует отметить, что при слишком больших дозах облучения в полупроводнике возникают радиационные дефекты, которые приводят к выходу детектора из строя. Этим ограничивается область применения полупроводниковых детекторов.

В спектроскопии частиц высоких энергий полупроводниковые счетчики позволяют добиться отличного энергетического разрешения. Если заряженная частица попадает на полупроводниковый детектор, то электронно-дырочные пары возникают не только в результате первичного столкновения: возникающие быстрые электроны теряют свою энергию в результате целой последовательности вторичных процессов, при которых возникают новые пары носителей заряда. Для практического применения важно, чтобы средняя энергия генерации электронно-дырочной пары E_{nop} практически не зависела от энергии E_0 и сорта частицы. Поскольку при понижении температуры ширина запрещенной зоны в полупроводниках несколько уменьшается, при низких температурах наблюдается некоторое уменьшение величины E_{nop} .

Если падающая частица тормозится и окончательно останавливается в запирающем слое, то число возникших электронно-дырочных пар равно $N = E_0/e$, а импульс тока на выходе детектора пропорционален энергии E_0 падающих частиц. Если отдельные акты ионизации происходят независимо друг от друга, то наблюдаемое количество пар носителей заряда должно подчиняться распределению Пуассона с дисперсией $\sigma_N^2 = F N$. Поскольку при торможении частицы в кристалле она взаимодействует с решеткой, то предположение о независимости актов ионизации не вполне справедливо, что уменьшает дисперсию σ^2 . Для учета этого обстоятельства вводят множитель Фано F :

$$\sigma_N^2 = F / N = FE_0 / E_{nop}, \quad F \leq 1. \quad (5.61)$$

Для кремния $F \approx 0,15$, а для германия при 77 K $F \approx 0,13$. Тогда величина относительного энергетического разрешения полупроводникового счетчика равна

$$\sigma_N^2 E_{nop} / E_0 = \sqrt{F / N} = \sqrt{FE_0 / E_{nop}}. \quad (5.62)$$

Полупроводниковые детекторы получили широкое распространение при изучении α -частиц, продуктов распада и β -частиц, поскольку они поглощаются в тонком слое полупроводникового материала. В γ -спектроскопии высокое энергетическое разрешение полупроводниковых счетчиков (и прежде всего Ge(Li)-детекторов) открыло новые возможности для исследований. Линейный коэффициент поглощения аддитивно складывается из коэффициентов поглощения для фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта образования электронно-дырочных пар. Здесь проявляется преимущество германия перед кремнием: сечение взаимодействия у каждого из этих эффектов растет с уве-

личением атомного номера поглощающего атома ($Z_{\text{Ge}}=32$; $Z_{\text{Si}}=14$), причем для фотоэффекта как Z , для эффекта Комптона как Z , а для эффекта образования электронно-дырочных пар как Z^2 . Кроме того, у германия ниже энергия образования электронно-дырочных пар $E_{\text{пор}}$. Тем не менее Ge(Li)-детектор обычно охлаждают до температуры жидкого азота 77 K . Создание новых полупроводниковых материалов на основе более тяжелых элементов открывает путь к дальнейшему улучшению характеристик полупроводниковых счетчиков.

В рентгеновской области до энергии порядка 40 кэВ обычно используют кремниевые детекторы, а при более высоких энергиях – детекторы на основе германия.

6 СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Преобразование энергии в солнечных элементах (ФЭП) основано на фотовольтаическом эффекте в неоднородных полупроводниковых структурах при воздействии на них солнечного излучения. Использовать энергию солнечных элементов можно также как и энергию других источников питания, с той разницей, что солнечные элементы не боятся короткого замыкания. Каждый из них предназначен для поддержания определенной силы тока при заданном напряжении. Но в отличие от других источников тока характеристики солнечного элемента зависят от количества падающего на его поверхность света. Чаще всего для изготовления солнечных элементов используют кремний, а также селен, арсенид галлия и твердые растворы на его основе, сернистый индий. Процесс преобразования оптического излучения в электрическую энергию состоит из нескольких этапов:

1. Генерация электронно-дырочных пар фотонами при их проникновении в объем кристалла. Т.к. в видимой области спектра для электронно-фотонного взаимодействия в кремнии квантовый выход равен единице, то каждый фотон, поглощенный в кристалле, вызывает образование электронно-дырочной пары.

2. Диффузия электронно-дырочных пар, происходящих благодаря градиенту их концентрации, и собирание неосновных носителей p - n -переходом или рекомбинация электронно-дырочных пар, не достигающих перехода.

Для возникновения фотоэлектродвижущих сил необходимо разделение зарядов в пространстве. Особенно эффективное разделение неравновесных носителей имеет место в неоднородных полупроводниках и, в частности, в электронно-дырочных переходах.

В области p - n -перехода существует Объемный заряд и объемное поле \vec{E} , направленное от n -области к p -области. Электроны и дырки, генерируемые в n -области и p -области на расстояниях, не превышающих длин диффузии L_n и L_p , будут разделены полем \vec{E} так, что неравновесные электроны будут переведены в n -область, а дырки в p -область, т.е. контактное поле способствует переходу через область объемного заряда неосновных носителей. Электронная область заряжается отрицательно, дырочная-положительно.

Дифференциальное уравнение диффузии для стационарного случая

$$\frac{p_n - p}{\tau} + \alpha N \text{Exp}(-\alpha x) + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = 0. \quad (6.1)$$

Первый член в уравнении учитывает рекомбинацию избыточных носителей ($p_n - p$) с временем жизни τ ; следующий член представляет собой количество генерируемых неосновных носителей, образованных N фотонами, падающими на единицу площади элемента за единицу времени, а α – коэффициент поглощения материала; последний член учитывает скорость диффузии.

Если такой полупроводник включить в замкнутую цепь, то в ней потечет ток, направленный от p -области к n -области, приводящий к уничтожению избыточной концентрации электронов и дырок. Из самого механизма возникновения полей следует, что максимальная фото-эдс на p - n -переходе не может превзойти величину контактной разности потенциалов.

Типичная структура солнечного элемента представлена на рис. 6.1.

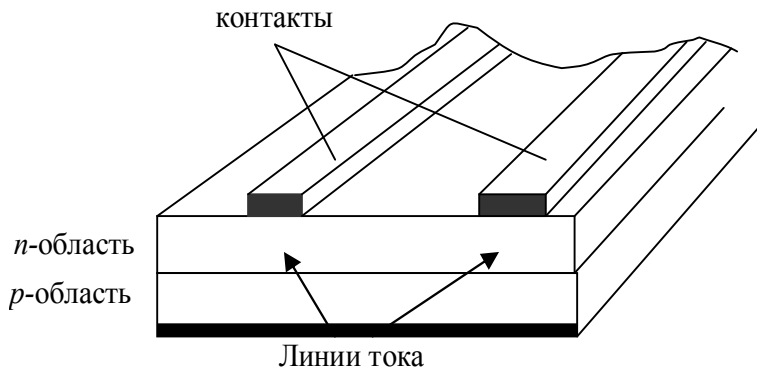


Рисунок 6.1. Структура солнечного элемента

Для солнечного элемента рабочая точка на вольтамперной характеристике должна быть выбрана так, чтобы элемент производил возможно большую мощность.

Часто вольтамперная характеристика элемента описывается выражением:

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{\beta kT}\right) - 1 \right] - J_{K3}, \quad (6.2)$$

где J_0 – темновой ток (для данного элемента $-1 \cdot 10^{-6} A$), V – разность потенциалов на электродах элемента (напряжение холостого хода); J_{K3} – ток короткого замыкания элемента.

Из вольтамперной характеристики следует, что мощность выделяемая на элементе равна

$$|JV| = \left| V J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{\beta kT}\right) - 1 \right] - V J_{K3} \right|. \quad (6.3)$$

Из этого уравнения следует, что максимальная мощность элемента равна:

$$W_{\max} \approx \frac{kT}{e} J_{K3} (r - 1), \quad (6.4)$$

где r дается уравнением:

$$(r+1)Exp(r) = \frac{J_{KЗ}}{J_0}. \quad (6.5)$$

Величина тока короткого замыкания $J_{KЗ}$ определяется числом неравновесных пар, разделенных полем p - n -перехода. Отсюда:

$$J_{KЗ} = e\beta kI\eta, \quad (6.6)$$

где β – квантовая эффективность преобразования (число электронно-дырочных пар на один поглощенный фотон); k – коэффициент поглощения полупроводника ($см^{-1}$); I – интенсивность потока фотонов ($см^{-1}с^{-1}$); η – коэффициент собирания, определяющий долю носителей дошедших до p - n -перехода.

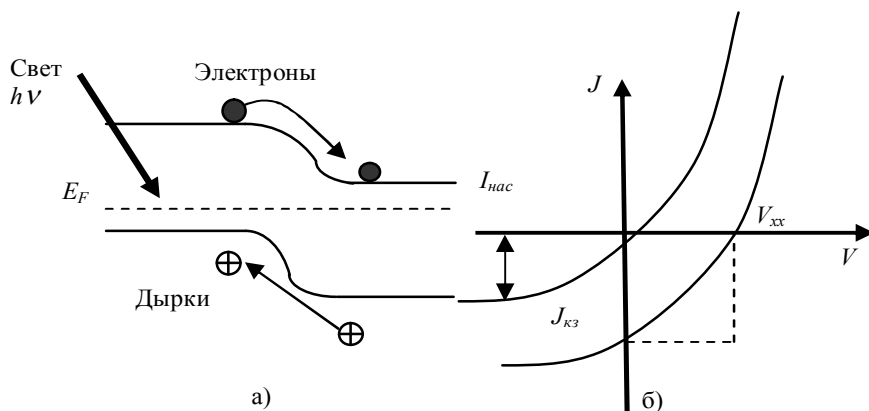


Рисунок 6.2. Упрощенная диаграмма энергетических зон (а) и вольт-амперная характеристика (б) солнечного элемента

Из уравнения следует, что спектральной характеристикой фотопреобразователя служит спектральная зависимость тока короткого замыкания.

Основным параметром солнечных элементов служит эффективность преобразования, или коэффициент полезного действия, т.е. отношение электрической мощности выделяемой на элементе к мощности падающего излучения. Это достигается высоким уровнем легирования слоев кремния с обеих сторон p - n перехода до $10^{18} см^{-3}$.

КПД обычного солнечного элемента в настоящее время колеблется в пределах 10-16 %. Это значит, что элемент размером 100×100 мм при стандартных условиях может генерировать 1-1,6 Вт.

Стандартными условиями для паспортизации элементов во всем мире признаются следующие: а) освещенность $1000 Вт/м^2$; б) температура $25^\circ C$; в) спектр АМ 1,5 (солнечный спектр на широте 45°).

Благодаря устойчивости к высоким температурам арсенид-галлиевые ФЭП позволяют применять к ним концентраторы солнечного излучения. Применение концентраторов солнечного излучения позволяет увеличить удельную мощность ФЭП по массе, что является неоспоримым преимуществом, т.к. арсенид-галлиевые ФЭП значительно дороже кремниевых. Кроме того, имеются и другие достоинства: 1) возрастает к. п. д. элемента; 2) появляется возможность создания гибридных систем, которые одновременно вырабатывают электрическую энергию и тепло; 3) ослабляется зависимость эффективности работы элемента от температуры окружающей среды.

6.1 Способы концентрирования солнечного света

Солнечный свет можно концентрировать с помощью преломления, отражения, преобразования длины волны, дифракции или применяя лазеры. Преломление происходит в линзах, отражение – в зеркалах. Линзы могут быть плосковыпуклые и двояковыпуклые. Отражательные и преломляющие компоненты устройств могут быть точечно-фокусирующие или линейно-фокусирующие. Точечно-фокусирующие концентраторы называют также аксиальными, коаксиальными или трехмерными концентраторами. Линейно-фокусирующие концентраторы делятся на желобочные, линейные и двумерные.

Концентраторы можно концентрировать и по числу применяемых ступеней собирания. На рис. 6.3 показаны два концентратора, имеющих две ступени собирания. Это концентраторы систем Кассегрейна и Уинстона.

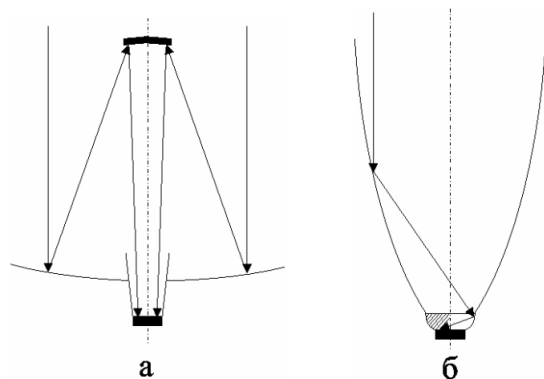


Рисунок 6.3. Системы концентрации света в солнечных элементах: *а* – Кассегрейна, *б* – Уинстона

В системе Кассегрейна используются два зеркала: первичное и вторичное. В системе Уинстона используются одна внешняя и одна внутренняя поверхности. Внутреннее отражение, известное как полное отражение, происходит, когда луч света переходит из среды с высоким показателем преломления в среду с более низким показателем преломления, причем угол падения света на границу раздела двух сред достаточно большой.

В концентраторах солнечного света, в которых используется принцип преобразования длин волн, солнечная энергия диапазона длин волн солнеч-

ного спектра, преобразуется в энергию излучения узкого интервала длин волн, который соответствует области наиболее высокой спектральной чувствительности солнечного элемента. Преобразование длины волны, излучения падающего на батарею или элементы происходит с помощью селективных излучателей или фотолюминесцентных красок. Эффективность ФЭП возможно повысить путем использования полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. В каскадных ФЭП может быть достигнуто существенное увеличение КПД до 25-27% (АМО, 1 солнце) и до значений порядка 30-35% при концентрированном облучении. При этом наиболее перспективными являются следующие комбинации:

а) арсенид галлия в качестве материала узкозонного элемента и твердые растворы AlGaAs или GaInP в качестве материала широкозонного элемента (двухкаскадные элементы);

б) германий в качестве узкозонного элемента, GaAs и GaInAs в качестве материалов второго и третьего каскадов (трехкаскадные элементы).

Указанные комбинации материалов необходимой толщины в монолитной гетероструктуре могут быть выращены в настоящее время только методом газофазной эпитаксии из металло-органических и гидридных соединений (метод фотопреобразователей на основе материалов с малой шириной запрещенной зоны $E = 0,6-0,75$ эВ) и созданию эффективных излучателей с рабочей температурой 1000-1500°С. Наиболее перспективными для этой цели являются гетероструктуры на основе антимонида галлия ($E = 0,7$ эВ), твердых растворов галлий-индий-сурьма-мышьяк ($E = 0,5-0,6$ эВ) и галлий-индий-мышьяк ($E = 0,75$ эВ). ФЭП на основе данных материалов обеспечивают эффективность термофотоэлектрического преобразования, превышающую 20% при температурах излучателя 1300–1500°С.

За последние годы в ФТИ им. А.Ф.Иоффе созданы $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ солнечные элементы, в которых благодаря улучшенной фоточувствительности в «фиолетовой» области спектра достигнуты значения КПД 23–25% (АМО, $K_d = 20-100$ «солнц»), близкие к теоретическому пределу для ФЭП с одним $p-n$ переходом. Добавление к этим ФЭП узкозонных материалов на основе InP/InGaAs и $\text{AlGaSb}/\text{GaSb}$ гетероструктур позволило создать механически стыкованные каскадные ФЭП с КПД до 28% при 20–100 «солнцах».

Были разработаны ФЭП в системе $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ со встроенным Брэгговским зеркалом, которое используется как оптический отражатель излучения длинноволновой области спектра и как встроенный потенциальный барьер. На основе структур с Брэгговским зеркалом и тонким базовым слоем $n\text{-GaAs}$ были изготовлены солнечные элементы для преобразования концентрированного солнечного излучения с эффективностью 23,4% (АМО) и 27,2% (АМ 1,5). Наличие Брэгговского отражателя в структуре обеспечило значительное увеличение радиационной стойкости ФЭП. Часть длинноволнового излучения, оптически отражаясь от Брэгговского зеркала, поглощается вблизи области объемного заряда $p-n$ -перехода. Поэтому большинство

носителей заряда генерируется при поглощении длинноволновых фотонов вблизи области объемного заряда и разделяется полем p - n -перехода. Снижение диффузионной длины в слое n -GaAs при облучении высокоэнергетическими частицами компенсируется за счет поглощения переотраженной части длинноволнового света вблизи области p - n -перехода. Методом МОС-гидридной эпитаксии в ФТИ были созданы ФЭП с Бреговским зеркалом, имеющие не только высокую эффективность, но и повышенную радиационную стойкость, что позволит создавать на их основе космические солнечные элементы с повышенным ресурсом работы.



Рисунок 6.4. Солнечная электростанция

Крупнейшие солнечные установки в мире

Пиковая мощность	Местонахождение	Описание	<i>MВт / год</i>
46,4 <i>MВт</i>	Амарежея, <u>Португалия</u>		
11 <i>MВт</i>	Serpa, <u>Португалия</u>	52 000 солнечных модулей	
6,3 <i>MВт</i>	Mühlhausen, <u>Германия</u>	57 600 солнечных модулей	6 750 <i>MВт</i>
5 <i>MВт</i>	Bürstadt, <u>Германия</u>	30 000 ВР солнечных модулей	4 200 <i>MВт</i>
5 <i>MВт</i>	Espenhain, <u>Германия</u>	33 500 солнечных модулей <u>Shell</u>	5 000 <i>MВт</i>
4,59 <i>MВт</i>	Springerville, <u>США</u>	34 980 солнечных модулей <u>ВР</u>	7 750 <i>MВт</i>
4 <i>MВт</i>	Geiseltalsee, Merseburg, <u>Германия</u>	25 000 солнечных модулей <u>ВР</u>	3 400 <i>MВт</i>
4 <i>MВт</i>	Gottelborn, <u>Германия</u>	50 000 солнечных модулей	8 200 <i>MВт</i>
4 <i>MВт</i>	Немау, <u>Германия</u>	32 740 солнечных модулей	3 900 <i>MВт</i>
3,9 <i>MВт</i>	Rancho Seco, <u>США</u>		
3,3 <i>MВт</i>	Dingolfing, <u>Германия</u>	Солнечные модули <u>Solara</u> , <u>Sharp</u> и <u>Kyocera</u>	3 050 <i>MВт</i>
3,3 <i>MВт</i>	Serre, <u>Италия</u>	60 000 солнечных модулей	

7 ПРИБОРЫ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) представляют собой матрицы близко расположенных друг к другу МОП-конденсаторов. Соответствующие последовательности тактовых импульсов на затворах такой матрицы смещают ее отдельные МОП-конденсаторы в режим глубокого обеднения, так что зарядовые пакеты могут храниться под электродами матрицы и контролируемым образом перемещаться вдоль поверхности кристалла, перетекая из-под одних электродов матрицы к соседним электродам.

Основными типами приборов с зарядовой связью являются ПЗС с поверхностным каналом и ПЗС со скрытым каналом. В ПЗС с поверхностным каналом заряды хранятся и переносятся у границы раздела полупроводник – диэлектрик. В ПЗС со скрытым каналом благодаря специальному легированию подложки эти процессы происходят в толще полупроводника на некотором удалении от границы с диэлектриком. Отметим также, что при конструировании конкретных микроэлектронных устройств на ПЗС (в зависимости от их назначения) применяются различные схемы организации тактового питания и взаимного расположения затворов.

7.1 Хранение заряда

Основным элементом ПЗС (с поверхностным каналом) является МОП-конденсатор, работающий в режиме глубокого обеднения. Его зонная диаграмма для случая, когда сигнальный заряд равен нулю ($Q_{\text{сиг}} = 0$), приведена на рис. 7.1. Здесь φ_{s0} – поверхностный потенциал, $(V_G - V_{FB})$ – эффективное напряжение на затворе (напряжение, приложенное к металлическому электроду, будем называть затворным напряжением V_G), V_{FS} напряжение плоских зон. Применительно к работе ПЗС минимум электронной потенциальной энергии на границе раздела с окислом называют потенциальной ямой. При $Q_{\text{сиг}} = 0$ эта яма пустая. Когда у границы раздела хранится сигнальный зарядовый пакет, поверхностный потенциал уменьшается, что соответствует заполнению потенциальной ямы.

Глубину пустой потенциальной ямы легко определить с помощью уравнения, устанавливающего связь поверхностного потенциала φ_{s0} и напряжения на затворе:

$$V_G - V_{FB} = V_i + \varphi_s = \frac{qN_A W}{C_i} + \varphi_s, \quad (7.1)$$

$$\varphi_s = \frac{qN_A W^2}{2\varepsilon_s}.$$

Отметим, что в рассматриваемой нестационарной ситуации глубина обеднения W может существенно превышать W_m – максимальную глубину стационарного обедненного слоя.

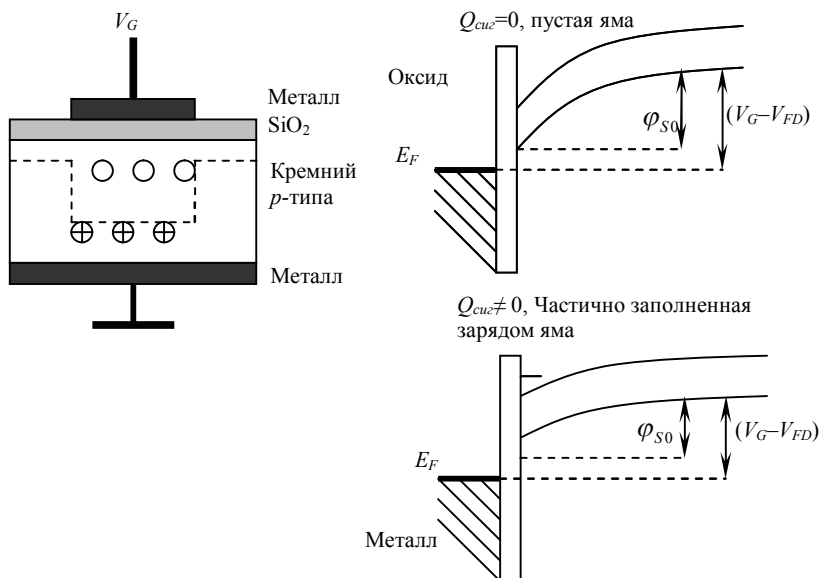


Рисунок 7.1. Процесс образования потенциальной ямы в МОП-структуре и заполнение её неосновными носителями

Исключив из уравнения W , получим

$$V_G - V_{FB} = \varphi_S + \frac{\sqrt{2\varepsilon_S q N_A \varphi_S}}{C_i}. \quad (7.2)$$

Это нелинейное соотношение между поверхностным потенциалом и напряжением на затворе представлено на рисунке. Отметим, что при одном и том же напряжении на затворе, варьируя d или N_A , можно получить различные значения поверхностного потенциала. Так например, при $(V_G - V_{FB}) = 10$ В и $N_A = 10^{15}$ см⁻³ поверхностный потенциал уменьшается с 8,5 до 4,2 В, когда толщина оксида возрастает от 0,1 до 0,5 мкм. Этот факт используется при конструировании так называемых двухфазных ПЗС и для предотвращения бокового растекания зарядовых пакетов.

При наличии сигнального зарядового пакета в потенциальной яме поверхностное электрическое поле в полупроводнике и поле в диэлектрике описываются соответственно выражениями

$$\bar{E}_S = \frac{Q_{cuz} + qN_A W}{\varepsilon_S}, \quad \bar{E}_i = \frac{Q_{cuz} + qN_A W}{\varepsilon_i}, \quad (7.3)$$

где Q_{cuz} – поверхностная плотность хранящегося сигнального заряда. В этом случае для напряжения на затворе V_G будем иметь

$$V_G - V_{FB} = \varphi_S + \frac{qN_A W \varphi_S}{C_i} + \frac{Q_{cuz}}{C_i}. \quad (7.4)$$

Далее найдем

$$V_G - V_{FB} = \varphi_s + \frac{\sqrt{\varepsilon_s q N_A \varphi_s}}{C_i} + \frac{Q_{свz}}{C_i}. \quad (7.5)$$

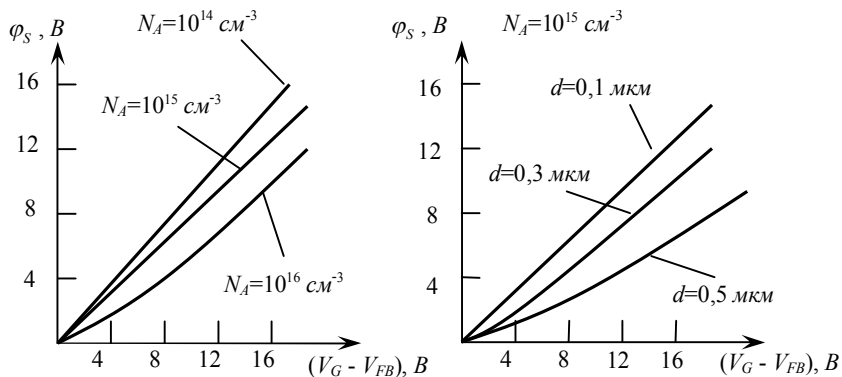


Рисунок 7.2. Зависимость поверхностного потенциала от напряжения на затворе для пленки SiO_2 толщиной $0,1 \text{ мкм}$ и для концентрации акцепторов N_A 10^{15} см^{-3}

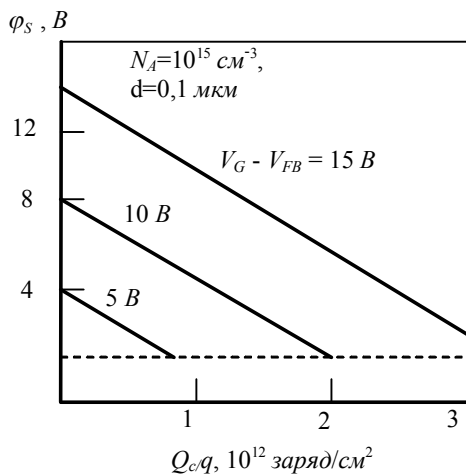


Рисунок 7.3. Зависимость поверхностного потенциала от величины сигнального заряда и напряжения на затворе

Решив это уравнение относительно φ_s , получим

$$\varphi_s = V_G^1 + V_0 - \sqrt{2V_G^1 V_0 + V_0^2}, \quad (7.6)$$

где $V_G^1 \equiv V_G - V_{FB} - \frac{Q_{\text{сиз}}}{C_i}$, $V_0 \equiv \frac{qN_A \varepsilon_S}{C_i}$.

Зависимость поверхностного потенциала от величины хранящегося заряда приведена на рис. 7.3.

Что будет, если на электрод (его называют затвором) подать положительный потенциал? Электрическое поле, создаваемое затвором, проникая в кремний сквозь диэлектрик, отталкивает подвижные дырки; возникает обедненная область – некоторый объем кремния, свободный от основных носителей. При параметрах полупроводниковых подложек, типичных для ПЗС, глубина этой области составляет около 5 мкм. Напротив, электроны, возникшие здесь под действием света, притянутся к затвору и будут накапливаться на границе раздела окисел-кремний непосредственно под затвором, т.е. сваливаются в потенциальную яму (рис. 7.4, а). При этом электроны по мере накопления в яме частично нейтрализуют электрическое поле, создаваемое в полупроводнике затвором, и в конце концов могут полностью его скомпенсировать, так что все электрическое поле будет падать только на диэлектрике, и все вернется в исходное состояние - за тем исключением, что на границе раздела образуется тонкий слой электронов. Пусть теперь рядом с затвором расположен еще один затвор, и на него тоже подан положительный потенциал, причем больший, чем на первый (рис. 7.4, б). Если только затворы расположены достаточно близко, их потенциальные ямы объединяются, и электроны, находящиеся в одной потенциальной яме, перемещаются в соседнюю, если она «глубже».

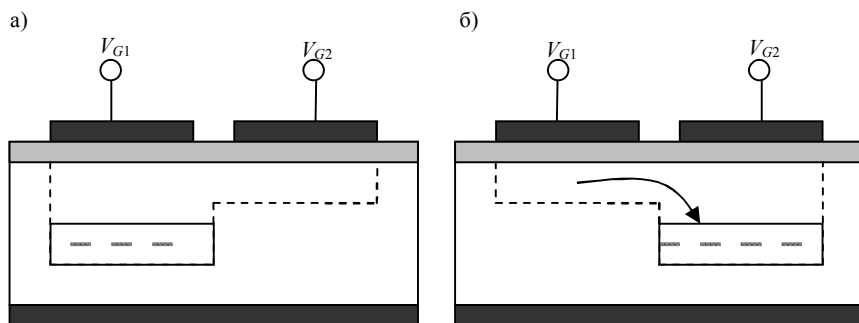


Рисунок 7.4. Процесс переноса заряда из одной МОП-структуры в другую

Теперь уже должно быть ясно, что если мы имеем цепочку затворов, то можно, подавая на них соответствующие управляющие напряжения, передавать локализованный зарядовый пакет вдоль такой структуры. Замечательное

свойство ПЗС – свойство самосканирования – состоит в том, что для управления цепочкой затворов любой длины достаточно всего трех тактовых шин. (Термин шина в электронике – проводник электрического тока, соединяющий однотипные элементы, тактовая шина – проводники по которым передается смещенное по фазе напряжение.) Действительно, для передачи зарядовых пакетов необходимо и достаточно трех электродов:

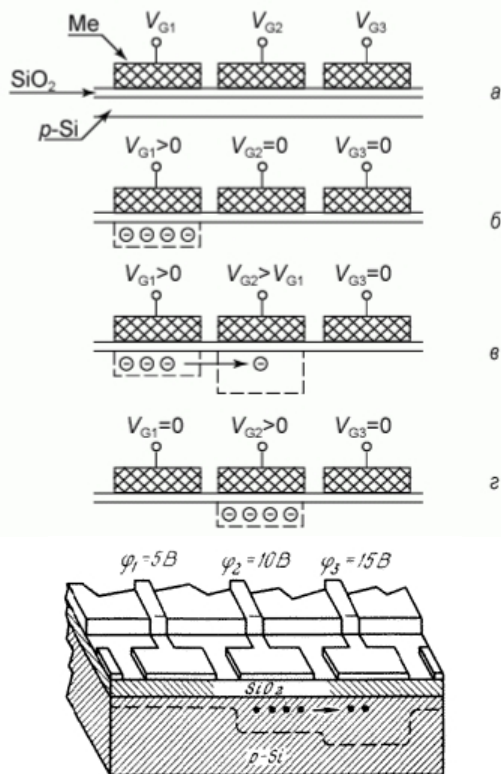


Рисунок 7.5. Процесс накопления и передачи заряда в 3-х фазном ПЗС и поперечное сечение трехфазного ПЗС

затвор подается импульс более высокого напряжения.

Трехфазный *n*-канальный ПЗС в более подробном виде (вместе с входным и выходным устройствами) показан на рис. 7.6. Собственно ПЗС, или ПЗС-регистр, здесь составляют три пары электродов переноса (затворов), подсоединенные к шинам тактового питания φ_1 , φ_2 и φ_2 . Входное устройство, состоящее из входного диода и входного затвора, обеспечивает ввод сигнальных зарядовых пакетов под первый электрод переноса регистра. Эк-

спериментально установлено, что для передачи зарядовых пакетов необходимо и достаточно трех электродов: одного передающего, одного принимающего и одного изолирующего, разделяющего пары принимающих и передающих друг от друга, причем одноименные электроды таких троек могут быть соединены друг с другом в единую тактовую шину, требующую лишь одного внешнего вывода (рис. 7.5).

Поперечное сечение 3-х фазного ПЗС представлено на рис. 7.5. Это устройство представляет собой полупроводниковую подложку, покрытую однородным слоем диэлектрика, на котором достаточно близко друг к другу расположены затворы – электроды переноса. На рис. 7.5 представлено состояние хранения информации, когда сигнальный зарядовый пакет находится под средним электродом, напряжение на котором выше, чем на соседних. Процесс переноса сигнального заряда начинается в тот момент, когда на правый

тракция и детектирование зарядовых пакетов обеспечиваются выходными затвором и диодом. Временные диаграммы напряжения на шинах тактового питания, а также входной и выходной сигналы приведены на рис. 7.7.

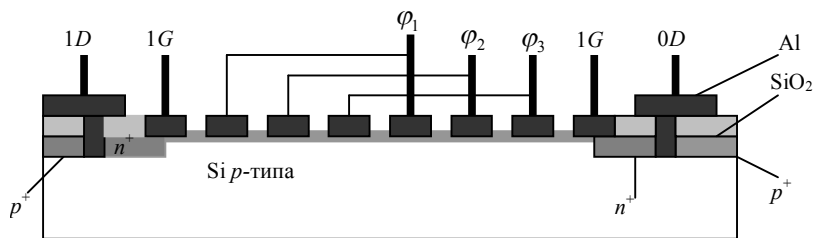


Рисунок 7.6. n-канальный прибор с зарядовой связью

В начальный момент времени $t = t_1$ на тактовую шину φ_1 подано высокое напряжение, а на шины φ_2 и φ_3 – низкое. Следовательно, потенциальные ямы под затворами фазы φ_1 глубже потенциальных ям под остальными электродами переноса. Входной (1D) и выходной (OD) диоды заперты большим положительным напряжением, что исключает инжекцию электронов в канал под входным (1G) и выходным (OG) затворами, а следовательно, и под электродами переноса ПЗС-регистра. Иными словами, все потенциальные ямы в регистре при $t = t_1$ пустые. В момент 4 напряжение на входном диоде уменьшается, последний приоткрывается и инжектирует электроны через входной затвор в потенциальную яму под первым затвором фазы φ_1 .

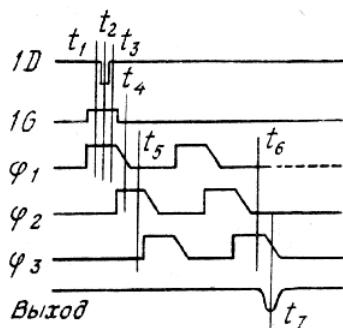


Рисунок 7.7. Временные диаграммы n-канального прибора

В конце инжекционного процесса поверхностные потенциалы под первым электродом фазы φ_1 и входным затвором равны потенциалу на входном диоде. При $t = t_3$ входной диод снова запирается высоким напряжением, а избыточный заряд из-под первого электрода фазы φ_1 через входной затвор стекает обратно в диод. В результате под первым затвором фазы φ_1 остается

вполне определенное количество электронов – сигнальный заряд, величина которого определяется разностью потенциалов фазы φ_1 и входного затвора. В момент t_4 напряжение на фазе φ_2 становится высоким, а на фазе φ_1 оно начинает уменьшаться. При этом сигнальный заряд из-под затвора φ_1 перетекает под первый затвор фазы φ_2 , где поверхностный потенциал превышает потенциал фазы φ_1 . Этот процесс называется переносом. Отметим, что с учетом конечности времени, которое требуется для перетекания заряда из-под одно-

го затвора переноса под другой, задний фронт тактовых импульсов специально делают достаточно пологим. В конце процесса переноса в момент времени t_5 весь сигнальный заряд хранится уже под первым электродом фазы φ_2 . Через соответствующее число таких циклов переноса (в момент времени t_6) сигнальный заряд оказывается под последним затвором фазы φ_3 , и, после того как в момент времени t_7 напряжение на этой фазе начинает уменьшаться, сигнальный заряд через выходной затвор «выталкивается» в выходной диод. При этом выходное устройство вырабатывает токовый или потенциальный выходной сигнал, пропорциональный величине зарядового пакета. Описанный способ ввода сигнального заряда используется в приемниках излучения на ПЗС. В системах регистрации оптического изображения зарядовые пакеты формируются в результате генерации электронно-дырочных пар светом, проникающим в полупроводниковую подложку. При этом выходные сигналы оказываются пропорциональными локальной освещенности.

7.2 Перенос заряда и частотные свойства

Процесс переноса сигнального заряда в ПЗС определяется тремя основными физическими механизмами: термической диффузией, самоиндуцированным дрейфом и дрейфом в краевых электрических полях. Для относительно малых зарядовых пакетов доминирующим механизмом переноса является термодиффузия. В этом случае полный заряд, оставшийся под электродом, из-под которого осуществляется перенос, к моменту времени t от начала переноса экспоненциально уменьшается со временем. Характерная постоянная времени, определяющая скорость такого диффузионного стекания,

$$\tau_{th} = \frac{4L^2}{\pi^2 D_n}, \quad (7.7)$$

где L – длина электрода переноса, а D_n – коэффициент диффузии неосновных носителей.

Отекание относительно больших (сравнимых с полной глубиной потенциальной ямы) зарядовых пакетов происходит за счет самоиндуцированного дрейфа, обусловленного простым электростатическим расталкиванием инверсионных электронов. Возникающее при этом продольное (направленное параллельно границе с окислом) электрическое поле пропорционально градиенту поверхностной плотности сигнального заряда:

$$\bar{E}_{sy} = \frac{q}{C_i} \frac{\partial Q_s(y, t)}{\partial y}. \quad (7.8)$$

В результате сигнальный заряд уменьшается во времени по гиперболическому закону

$$\frac{Q(t)}{Q} = \frac{t_0}{t + t_0}. \quad (7.9)$$

где $t_0 \equiv \frac{\pi L^3 W_e C_i}{2 \mu_n Q}$ – начальная величина полного сигнального заряда, W_e –

ширина электрода, а μ_n – подвижность носителей.

Оказывается, что и в отсутствие сигнального заряда под электродом переноса на границе с окислом существует определенное продольное электрическое поле. Это так называемое краевое поле, для вычисления которого необходимо учитывать двумерный характер распределения потенциала в обедненном слое ПЗС-структуры, обусловлено влиянием потенциалов на соседних электродах. Величина краевых полей зависит от толщины слоя окисла, длины электродов, уровня легирования и амплитуды тактовых напряжений. При типичных значениях параметров напряженность продольного краевого поля под центром электрода переноса составляет $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$. Ясно, что на последних стадиях процесса переноса, когда оставшаяся под электродом часть сигнального заряда становится настолько малой, что самоиндуцированное поле оказывается меньше краевого, именно последнее определяет динамику стекания оставшихся малых порций сигнального заряда.

Определим теперь эффективность переноса η как отношение полного заряда, успевшего за время, равное длительности тактового импульса T , протечь под затвор, к величине полного заряда, находившегося под соседним затвором в начале процесса переноса:

$$\eta = 1 - \frac{Q(t - T)}{Q(t - 0)}. \quad (7.10)$$

Для того чтобы эффективность переноса превышала 99,99%, тактовые частоты не должны превышать нескольких десятков мегабит в секунду (10^7 Гц). В тех случаях, когда требуются более высокие частоты, следует использовать структуры с более короткими электродами. При этом увеличиваются краевые поля, а следовательно, и скорость протекания заряда.

Теперь рассмотрим структуру двумерной матрицы ПЗС. Простейший ее вариант изображен на рис. 7.8. В нем можно выделить два вертикальных регистра сдвига на ПЗС, образующие секцию накопления и секцию хранения с равным числом строк (каждая строка секции образована одной тройкой электродов), горизонтальный регистр сдвига и выходное устройство. Рассмотрим подробнее работу такой структуры.

В течение времени прямого хода по кадру секция накопления стоит, т.е. на нее подаются неизменные напряжения, формирующие потенциальные ямы только под одним электродом каждой тройки, скажем, под электродом первой фазы ($VS1$), причем потенциальные ямы образуются во всех элементах всех строк секции. По горизонтали отдельные ячейки накопления отделены стоп-каналами (выделены на рисунке красным цветом).

Изображение, проецируемое на секцию накопления, вызывает фотогенерацию – образование электронно-дырочных пар. При этом фотогенерированные электроны остаются в потенциальной яме, дырки же, соответственно,

уйдут в подложку или в вдоль поверхности в стоп-каналы. Таким образом, под действием света в ячейках накапливается зарядовый рельеф, т.е. в каждой ячейке собирается заряд, пропорциональный ее освещенности и времени накопления.

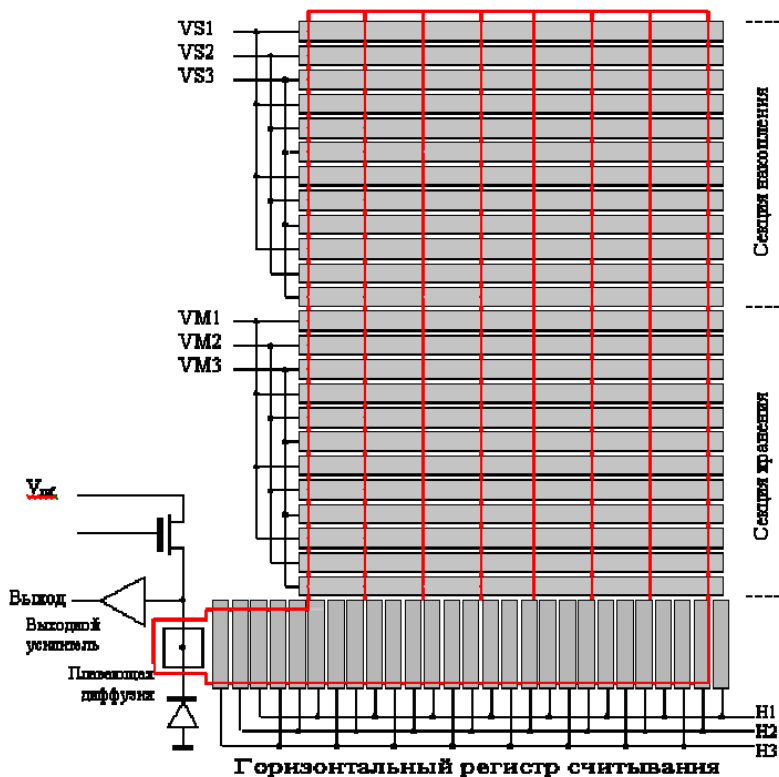


Рисунок 7.8. Схема двухкоординатной ПЗС матрицы

По окончании прямого хода по кадру на обе секции подаются тактовые импульсы, вызывающие синхронный перенос заряда, при этом важно (и это показано на рисунке), что обе секции образуют непрерывный регистр сдвига. После числа тактов, равного числу строк в каждой секции (напомним, что каждая строка образована тремя электродами), весь накопленный зарядовый рельеф целиком переместится в секцию памяти, закрытую от света, а секция накопления будет очищена от заряда. Этот перенос секции в секцию происходит достаточно быстро (фактически он занимает малую часть времени обратного хода по кадру). Теперь, во время следующего цикла накопления (это следующее поле кадровой развертки), секция накопления накапливает следующий кадр изображения, а из секции памяти заряды построчно, во время

обратного хода по строке, передаются в горизонтальный регистр (каждый элемент регистра имеет зарядовую связь с соответствующим столбцом секции памяти, и за один раз передается одна строка), и затем выводятся в выходное устройство регистра за время прямого хода по строке, формируя видеосигнал.

Понятно, что для обеспечения зарядовой связи и возможно полного переноса заряда от затвора к затвору зазор между ними не мог быть большим, что приводило к крайне низкой чувствительности: действительно, почти вся площадь элемента оказывалась непрозрачной для света. Кроме того, при ширине зазора 2 *мкм* и суммарной его длине для всей матрицы несколько метров весьма вероятно замыкание металлических фаз друг на друга.

Радикальным выходом стало предложенное в 1974 г. использование электродов из поликристаллического кремния, прозрачного почти во всем видимом диапазоне. В таких приборах для формирования трехфазной системы электродов используются три последовательно наносимых на подложку уровня поликремния, каждый для своей фазы, которые после формирования электродного рисунка окисляются. Чтобы при окислении поликремния не изменялась толщина подзатворного диэлектрика, в современных приборах он делается двухслойным – окисел + нитрид кремния (Si_3N_4). Первые же приборы с поликремниевыми затворами превзошли по чувствительности вакуумные трубки и даже фотоземлю. Кроме того, выращенный на каждом слое поликремния изолирующий окисел резко снизил вероятность межфазного замыкания, а межфазный зазор уменьшился до 0,2 *мкм* – толщины межфазного окисла.

Жесткий растр. В трубках растр создавался сканирующим электронным лучом, и его геометрическое качество зависело от массы факторов – линейности напряжений разверток, стабильности питающих напряжений, температурных эффектов и т.д. В твердотельных приборах растр задается с высокой точностью в процессе изготовления структуры прибора, так что геометрические искажения получаемого изображения определяются только качеством оптики. С жесткостью растра связаны и такие достоинства, как отсутствие микрофонного эффекта (т.е. изменения параметров электровакуумного прибора из-за акустического воздействия) и нечувствительность к магнитным полям. С жестким растром связано и другое преимущество ПЗС – совмещение растров датчиков в трехматричных камерах цветного ТВ. Световой поток от объектива с помощью специальной дихроичной призмы расщепляется на три – соответственно красный, зеленый и синий, поступающие каждый на свой датчик. Ясно, что малейшее рассогласование растров этих датчиков приводит к появлению цветовой окантовки на результирующем изображении. Жесткая привязка выходного сигнала к тактовой частоте упростила и конструкцию одноматричных цветных камер, в которых для получения информации о цвете используется нанесение непосредственно на фоточувствительную секцию специального фильтра – мозаичного или полосового. Так

что каждый элемент ПЗС передает сигнал только одного какого-то цвета, а полный цветной сигнал получается за счет соответствующей обработки выходного сигнала ПЗС. Однозначная привязка сигнала каждого элемента к сетке частот упрощает эту обработку.

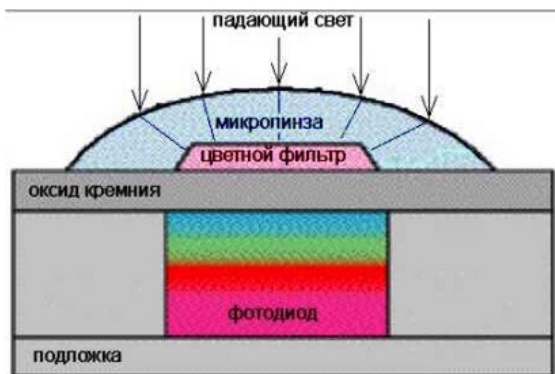


Рисунок 7.9. Конструкция элемента многоцветной ПЗС матрицы

отдельными квадратиками невелик. Затем пластина нагревается и подплавается и поверхность отдельных квадратиков приобретает близкую к сферической форму, фокусируя проходящий на ее поверхность свет точно на фоточувствительный элемент матрицы.

Спектральная характеристика (СХ) ПЗС определяется, причем мультипликативно, двумя факторами – прохождением света через электродную структуру и фотогенерация, вызванная поглощением света непосредственно в полупроводнике (внутренний квантовый выход). Поглощение света в полупроводнике описывается коэффициентом поглощения – величиной, обратной длине, на которой интенсивность излучения падает в e раз. Далее, фотогенерацию вызывают только фотоны с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны – около $1,2 \text{ эВ}$ (что соответствует длине волны чуть больше $1,05 \text{ мкм}$ – это ближний ИК диапазон). Фотоны с большей длиной волны просто не поглощаются и соответственно не дают вклада в выходной сигнал, а длина $\sim 1,05 \text{ мкм}$ оказывается красной границей фотоэффекта в кремнии. При уменьшении длины волны коэффициент поглощения постепенно растет. Для более длинных волн значительная доля фотонов поглощается в нейтральной подложке, откуда носители могут попасть в потенциальные ямы только за счет тепловой диффузии.

Для очень коротких длин волн (менее 270 нм) энергия фотонов достаточна для генерации двух электронно-дырочных пар, так что для них внутренний квантовый выход, на первый взгляд, может превышать 100% . Но при коротких длинах волн коэффициент поглощения становится настолько боль-

Чтобы повысить эффективность сбора фотонов, используется микрорастр – массив небольших линзочек. Он формируется очень просто: на поверхность пластины с уже сформированными структурами матрицы наносится слой оптической легкоплавкой пластмассы, из которого методом фотолитографии вырезаются изолированные квадратики, лежащие над каждым элементом. Зазор между

шим, а длина поглощения настолько маленькой, что становится существенным вклад поверхностной рекомбинации, т.е. только что рожденные пары успевают рекомбинировать, не успев разделиться. Так что в области коротких длин волн внутренний квантовый выход тоже падает, хотя и не до нуля.

Свет, попадая в полупроводник, проходит через несколько слоев с различными оптическими характеристиками, так что неизбежна его интерференция. Далее, поликристаллический кремний, из которого сделаны электроды, совершенно непрозрачен в области длин волн до 430–450 нм (синий и фиолетовый цвета). В итоге спектральная характеристика обычного трехфазного ПЗС с поликремниевыми затворами выглядит так, как показано на рис. 7.10.

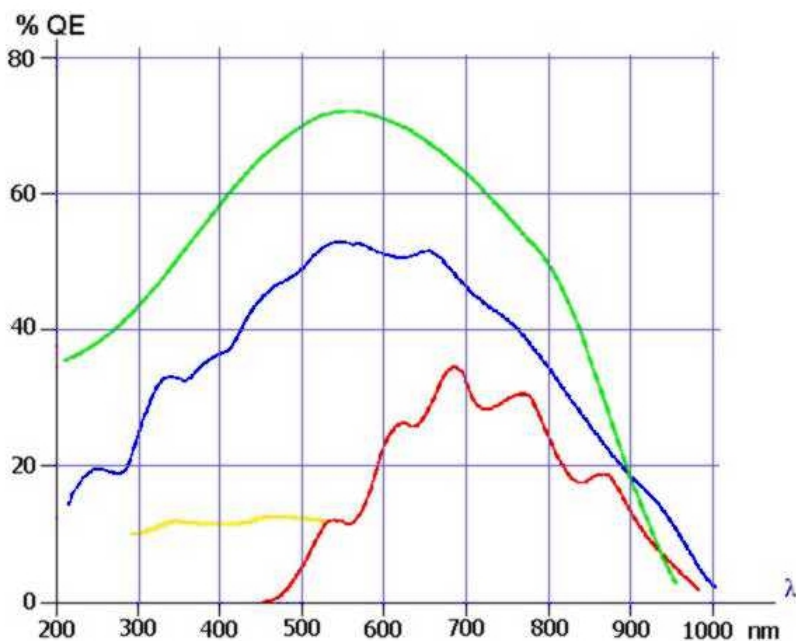


Рисунок 7.10. Спектральные характеристики абсолютного квантового выхода: обычного ПЗС (нижний график), ПЗС с люминофорным покрытием (средний график), с освещением с обратной стороны подложки и с виртуальной фазой (верхний график)

Есть способ улучшения спектральных характеристик, состоит он в том, что кристалл ПЗС, уже после изготовления, утоньшается до толщины 10 мкм и менее (и это при размере кристалла в несколько сантиметров!), а свет падает на обратную сторону подложки, специальным образом обработанную. При

столь тонкой подложке носители успевают добраться до потенциальных ям (напомним, что они простираются на глубину до 5 $\mu\text{км}$). Квантовая эффективность таких матриц достигает иногда 90%, а спектральный диапазон простирается от 180 до 950 нм .

Темновой ток – это результат спонтанной генерации электронно-дырочных пар. Теоретическая величина темнового тока для кремния (если брать в расчет только прямую генерацию через запрещенную зону) крайне мала, и на самом деле темновой ток в ПЗС (как и обратные токи в других кремниевых приборах) определяется двустадийной генерацией через промежуточные энергетические уровни в запрещенной зоне. А она определяется качеством исходного кремния, чистотой реактивов и степенью совершенства технологии – тем меньше темновой ток. Понятно также, что граница раздела, где этих уровней заведомо много, дает заметно больший вклад в темновой ток, чем объем.

В настоящее время типовые значения темнового тока для лучших западных ПЗС составляют при комнатной температуре доли $\text{нА}/\text{см}^2$, или несколько сотен (иногда тысяч) электронов на ячейку в секунду. И если для вещательного и бытового ТВ (время накопления 20 или 40 мс) такой темновой ток незаметен, то для научных применений, где регистрируются потоки в десятках фотонов на элемент, даже столь низкий темновой ток неприемлем. В этом случае на помощь приходит охлаждение матриц. Как всякий термодинамический процесс, темновой ток сильно зависит от абсолютной температуры; принято считать, что при уменьшении температуры на каждые 7-8 градусов он уменьшается вдвое. Для глубокого охлаждения (в астрономических системах) используются азотные криостаты, где матрицы охлаждаются до -100°C . Для более простых систем применяется термоэлектронное охлаждение с использованием батарей Пельтье, которые способны обеспечить перепад в 70°C при подаче напряжения в 5-6 В , так что температура кристалла при комнатной наружной оказывается около -40°C , а темновой ток снижается до 1 электрона на ячейку в секунду. Эти батареи столь компактны, что монтируются непосредственно в один корпус вместе с кристаллом ПЗС. В цифровых системах на ПЗС, поскольку характеристика его отличается высокой линейностью, можно запоминать темновой сигнал (при данной температуре и данном времени накопления), а затем вычитать его из результирующего.