

Лекция 1. Физические основы работы излучающего p-n перехода. Некогерентное излучение. Светодиоды.

1.1. Светоизлучающие диоды

В связи используется два типа квантовых источников излучения – светоизлучающие диоды (СИД) и лазерные диоды (ЛД). Излучение в СИД и ЛД происходит в результате рекомбинации (исчезновения) электрона и дырки в p-n переходе при его прямом смещении и при значительной плотности тока через переход. В результате рекомбинации энергия электрона и дырки отдается фотону.

Оптические характеристики СИД.

СИД представляет собой диод, конструкция которого позволяет выводить излучение из p-n перехода (рис. 1). Различают СИД с плоскостным (рис. 1а) и торцевым (рис. 1б) выводом излучения. Излучение возникает в области p-n перехода. В плоскостном СИД спонтанное излучение возникает в тонком слое p-n перехода и выходит в том же направлении, в котором течет электрический ток. От момента возникновения до выхода из p-n перехода фотоны проходят очень маленький путь (доли мкм). В торцевом СИД излучение также возникает в p-n переходе, который в простейшем случае представляет собой параллелепипед длиной L , шириной w и толщиной d причем $L > w >> d$. Возникшие в p-n переходе фотоны проходят значительный путь, т.к. длина L может составлять 50-1000 мкм. На этом пути спонтанно возникшие фотоны способны вызвать стимулированные ими же фотоны, которые имеют ту же частоту, фазу, поляризацию и направление распространения. Излучение торцевого СИД становится слабокогерентным. Это связано с усилительными свойствами среды. Это увеличивает общую излучаемую мощность, которая более плотно концентрируется в пространстве (p-n переходе). СИД, конструкция которых разработана с целью увеличения доли когерентного излучения, относят к суперлюминисцентным диодам (СЛД). Особенности СЛД рассмотрим ниже.

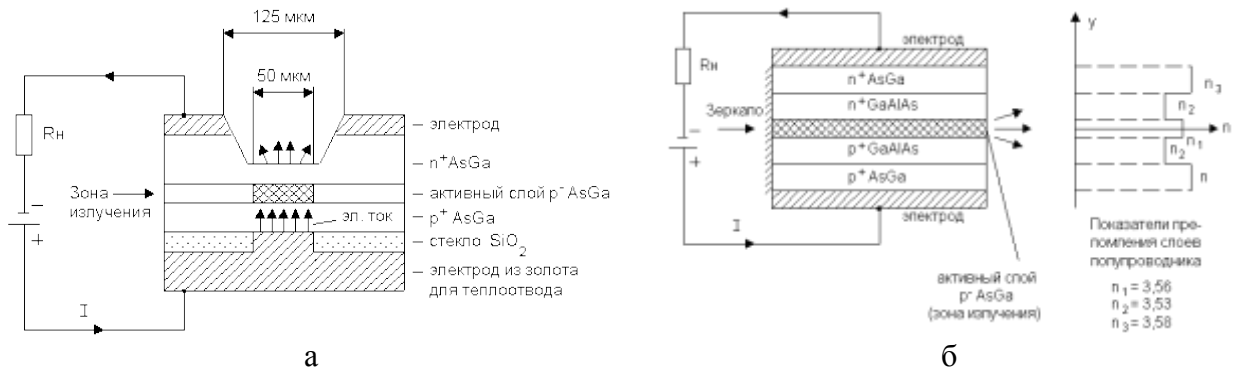


Рис. 1.6. Упрощенные конструкции и схемы включения плоскостного (а) и торцевого (б) СИД.

В случае излучательного перехода в p-n переходе возникает квант света (фотон) с частотой ν и энергией W_ϕ

$$W_\phi = h \cdot \nu \geq W_g, \quad (1.1)$$

которая равна или превышает ширину запрещенной зоны полупроводниковой структуры W_g . Максимальная длина волны излучения λ_0 связана с энергией запрещенной зоны W_g соотношением

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{W_g} = \frac{1.24}{W_g}. \quad (1.2)$$

В последнем выражении λ_{max} получается в мкм, если W_g выражена в электрон-вольтах. Часто эту величину ошибочно принимают за среднюю длину волны λ_0 .

Значения величин W_g для используемых на практике материалов для изготовления ИИ и соответствующие им максимальные длины волн излучения приведены в таблице 1.1.

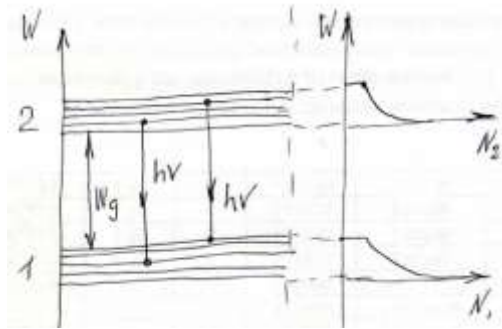


Рис. 1.1. Схема энергетических уровней в полупроводниках

Таблица 1.1.

Материал	Ширина запрещенной зоны	Диапазон длин волн излучения
GaAs	1,42 эВ	0,87 мкм
Ga _{1-x} Al _x As	1,42 - 1,92 эВ	0,65 - 0,87 мкм
In _{1-x} Ga _x As _y P _{1-y}	0,74 - 1,35 эВ	0,92 - 1,67 мкм

Излучение СИД носит преимущественно спонтанный (шумовой) характер. Распределение интенсивности излучения $p(\lambda)$ имеет нулевое значение при $\lambda \leq \lambda_{max}$, максимально при $\lambda = \lambda_0$ и стремится к 0 при $\lambda \rightarrow \infty$. Ширина непрерывного спектра излучения $p-n$ перехода приблизительно определяется соотношением

$$\Delta\lambda_0 \approx \frac{3kT}{W_g} \lambda_0 = \frac{3kT \cdot \lambda_0^2}{1.24} = 0.063 \cdot \lambda_0^2 \quad (1.3)$$

В правой части величина $(3kT)$ подставляется в эВ, тогда $\Delta\lambda_0$ получится в мкм. При комнатной температуре $kT = 0.026$ эВ и тогда:

- для $\lambda_0 = 0,85$ мкм $\Delta\lambda_0 \approx 45$ нм;
- для $\lambda_0 = 1,3$ мкм $\Delta\lambda_0 \approx 100$ нм;
- для $\lambda_0 = 1,55$ мкм $\Delta\lambda_0 \approx 150$ нм.

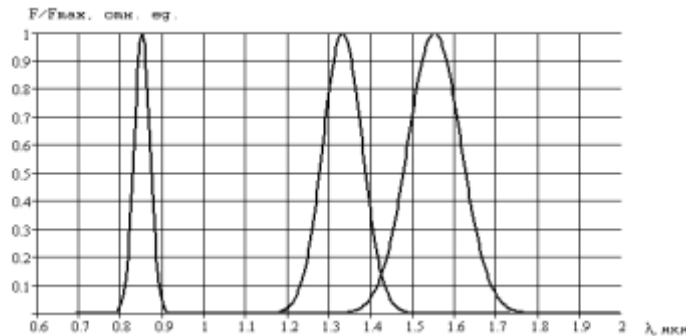


Рис. 1.2. Относительные спектральные характеристики излучения $p-n$ переходов

Относительные спектральные характеристики излучения различных $p-n$ переходов (рис. 1.2) фактически являются функциями распределения и в первом приближении могут быть описаны функцией Лоренца

$$F / F_{max} = \frac{(\Delta\nu_0 / 2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 - (\Delta\nu_0 / 2)^2} = \frac{(\Delta\lambda_0 / 2)^2}{(\lambda - \lambda_0)^2 - (\Delta\lambda_0 / 2)^2} \quad (1.4)$$

С ростом температуры уменьшается ширина запрещенной зоны полупроводника и увеличивается средняя длина волны излучения λ_0 СИД. Температурное смещение λ_0 обычно составляет $\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta T} = 0.2 \frac{нм}{К}$.

Электрические характеристики СИД.

Важной характеристикой СИД, как элемента электрической цепи, является его вольтамперная характеристика, которая аналогична характеристике диода и имеет вид

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{U}{\varphi_T \cdot m}\right) - 1 \right), \quad (1.5)$$

где I_0 - тепловой обратный ток; $\varphi_T = kT/e$ - температурный потенциал; $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ - заряд электрона, Кл; $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ - постоянная Больцмана, Дж/К; m - коэффициент рекомбинации, зависящий от электрофизических свойств полупроводника. (для Ge $m = 1$, для Si $m = 2$, для GaAs $m = 3$).

На рис. 1.3 приведены вольтамперные характеристики (ВАХ) p - n переходов для наиболее распространенных материалов.

Ток I_0 называют тепловым обратным током в соответствии с механизмом его образования и сильной зависимостью от температуры. Функцию $I_0(T)$ характеризуют температурой удвоения T_y , то есть приращением температуры, вызывающим удвоение тока

$$T_y = (kT_0^2 \ln 2) / W_g, \quad (1.6)$$

где T_0 - средняя температура перехода, К; W_g - ширина запрещенной зоны, эВ.

Для заданной температуры T тепловой ток определяется из выражения:

$$I_0(T) = I_0(T_0) \cdot 2^{\Delta T / T_y}, \quad (1.7)$$

где $\Delta T = T - T_0$ - изменение температуры.

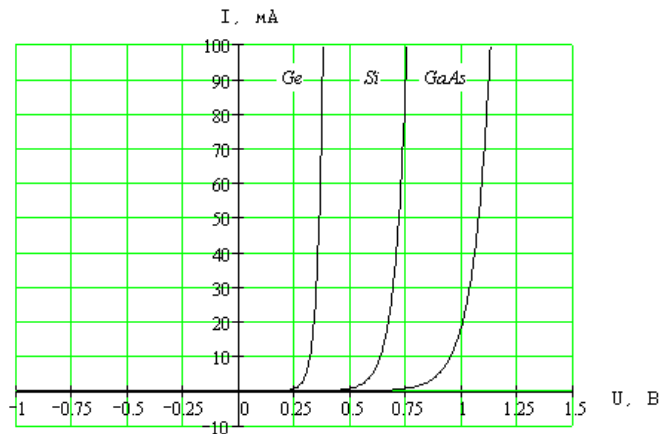


Рис. 1.3. ВАХ p - n переходов

Электро-оптические характеристики СИД

Ваттамперная, излучательная или модуляционная характеристика ИИ - зависимость мощности излучения от его прямого тока. Типичная статическая излучательная характеристика СИД приведена на рис. 1.9 (экспериментальные данные).

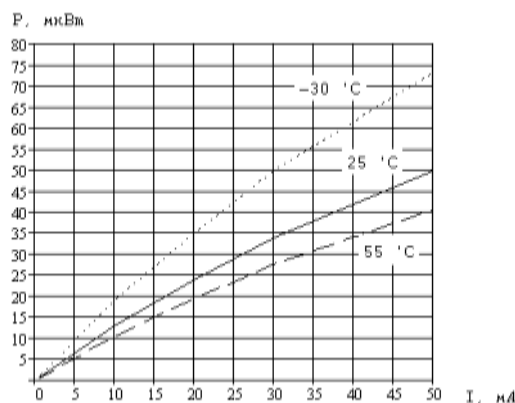


Рис. 1.4. Модуляционная ватт-амперная характеристика СИД

Излучательная характеристика СИД близка к линейной в рабочей области. При малых и больших токах наблюдаются отклонения от линейности. Поток излучения с ростом температуры уменьшается. Мощность излучения уменьшается примерно на 1% при увеличении температуры на 1⁰С. Для стабилизации мощности излучения и длины волны излучения можно использовать стабилизацию температуры с помощью микрохолодильников на основе эффекта Пельтье¹.

СИД обычно используют прямую модуляцию током накачки. Благодаря практически линейной модуляционной характеристике их можно использовать для аналоговых систем передачи, выбрав ток I_0 в рабочей точке примерно в середине линейного участка модуляционной характеристики (рис. 1.5).

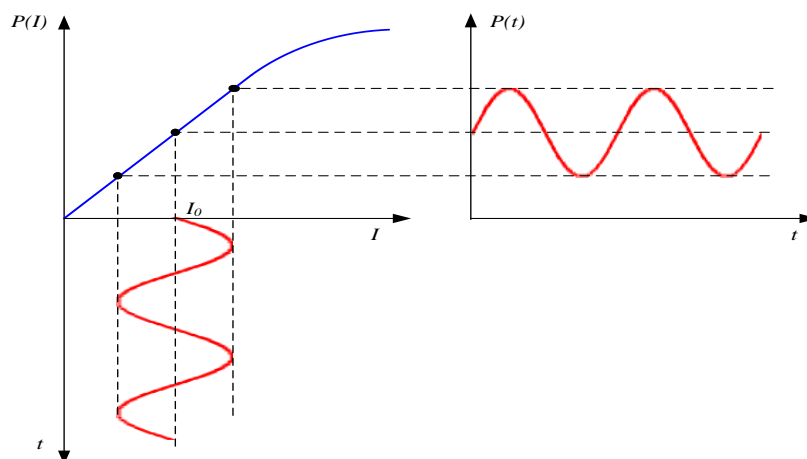


Рис.1.5. Использование СИД для аналоговой системы передачи.

Эквивалентная схема СИД

Упрощенная эквивалентная схема излучающего $p-n$ перехода показана на рис.1.6.

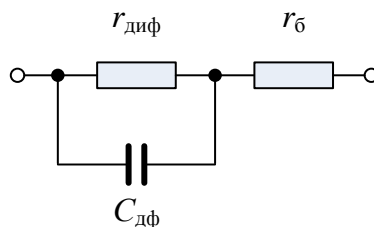


Рис.1.6. Упрощенная эквивалентная схема СИД

В схему входит $r_б$ - сопротивление базы диода, которое определяется сопротивлением материала полупроводника, контактов и выводов, $r_{диф}$ - дифференциальное сопротивление $p-n$ перехода, которое может быть определено из выражения

$$r_{диф} = \frac{dU}{dI} \approx \frac{\varphi_T}{I}. \quad (1.8)$$

С увеличением тока через СИД $r_{диф}$ быстро уменьшается. При токе 10 мА $r_{диф} = 2.6$ Ом. В схему также входит $C_{дф}$ - диффузионная емкость, для которой при $U \gg \varphi_T$ справедливо

$$C_{дф} \approx \frac{k_x \cdot I \cdot \tau_{эфф}}{\varphi_T}, \quad (1.9)$$

где $k_x = 0.5 - 1$ - коэффициент, зависящий от толщины базы W_B ($k_x = 0.5$ для $W_B \gg L_p$ и $k_x = 1.0$ для $W_B \ll L_p$), где L_p - длина диффузии; $\tau_{эфф}$ - эффективное время диффузии (время жизни, с) неосновных носителей в базе, которое можно определить по выражению:

¹ Выделение или поглощение (в зависимости от направления тока) тепла на контакте двух разнородных полупроводников или металла и полупроводника.

$$\tau_{эфф} \approx \sqrt{\frac{e \cdot d}{j \cdot B}}, \quad (1.10)$$

где e - заряд электрона, d - толщина активного слоя, см; j - плотность инжектируемого тока, А/см²; B - коэффициент излучательной рекомбинации, см³/с; значения которого для различных материалов приведены в табл. 1.2. Эффективное время диффузии уменьшается с увеличением тока накачки.

Таблица 1.2

Материал	$B, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$
GaAs	$2.7 \cdot 10^{-10}$
GaSb	$2.4 \cdot 10^{-10}$
InP	$1.3 \cdot 10^{-9}$
InAs	$8.5 \cdot 10^{-11}$
InSb	$4.6 \cdot 10^{-11}$
InGaAsP	$3 \cdot 10^{-10}$

Для определения АЧХ при малых сигналах найдем из (1.8-1.10) постоянную времени источника излучения $\tau_{ии}$, полагая, что выходная мощность излучения пропорциональна току, протекающему через $r_{диф}$ в эквивалентной схеме рис. 1.6:

$$\tau_{ии} = r_{диф} \cdot C_{дф} = k \cdot \tau_{эфф} = k_x \cdot \sqrt{\frac{e \cdot d \cdot S}{I_0 \cdot B}}, \quad (1.11)$$

где S - площадь поперечного сечения базы, см², I_0 - среднее значение тока через p - n переход.

В первом приближении амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) СИД при малых сигналах может быть представлена в виде

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{ии}^2}}. \quad (1.12)$$

На рис.1.7 показано семейство АЧХ СИД $Y = 10 \cdot \lg \frac{F(\omega)}{F(\omega_0)}$ при малых сигналах для различных значений среднего тока через p - n переход. Видно, что с увеличением среднего тока СИД его полоса пропускания возрастает.

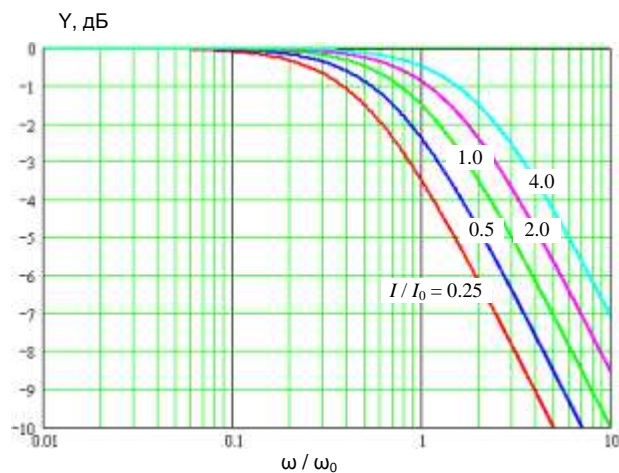


Рис. 1.7. Семейство амплитудно-частотных характеристик СИД при малых входных сигналах

Конструкции СИД

По конструкции различают СИД с поверхностным излучением и торцевым излучением. Конструкция поверхностного излучателя Баррасса показана на рис. 1.8а. Путем создания углубления в кристалле оптическое волокно, в которое вводится излучение, может быть вплотную приближено к активной области СИД. Это повышает эффективность ввода излучения в ОВ. Для дальнейшего увеличения эффективности необходимо уменьшать площадь активной излучающей области, уменьшать расходимость выходящих лучей с помощью фокусирующих элементов, наносить антиотражающие покрытия. Следует знать, что фокусирующие элементы (линзы, фоконы, граданы) могут улучшить эффективность ввода излучения в ОВ за счет уменьшения расходимости лучей от СИД только в том случае, когда диаметр сердцевины волокна больше чем излучающая поверхность СИД.

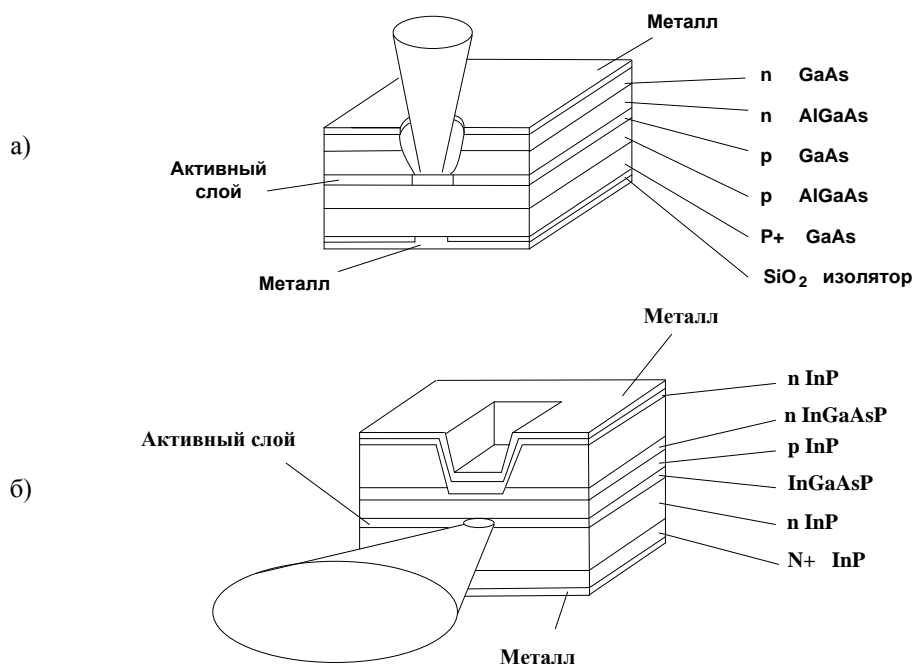


Рис. 1.8. Конструкции светодиодов:

а – с поверхностным излучением (светодиод Баррасса), б - с торцевым излучением

Уровень мощности света, вводимого в ОВ от излучателя Баррасса, обычно не превышает 20 мкВт для градиентного волокна и 2 мкВт для одномодового волокна. Лучшей эффективностью ввода излучения в волокно характеризуется СИД с торцевым излучением, обеспечивающим ввод до 50 мкВт в градиентное ОВ и до 20 мкВт в одномодовое ОВ. Конструкция торцевого СИД приведена на рис. 1.8б.

Недостатки СИД

При использовании СИД для передачи цифровых сигналов они характеризуются рядом недостатков, основными из которых являются:

- 1) низкое по современным понятиям быстродействие, ограничивающее максимальную скорость передачи на уровне 100- 500 Мбит/с.
- 2) широкий спектр излучения, что резко снижает скорость передачи по одномодовым ОВ вследствие хроматической дисперсии;
- 3) низкая эффективность ввода излучения в ОВ, даже для диодов с торцевым излучением.

Одной из разновидностей СИД являются суперлюминесцентные СИД, которые отличаются большей по сравнению с ЛД стабильностью, линейностью, имеют меньший уровень шумов, но уступают по мощности, эффективности ввода излучения, ширине спектра излучения. По своим характеристикам они занимают промежуточное место между обычными СИД и ЛД.

Лекция 2. Источники когерентного излучения. Полупроводниковые лазеры.

2.1. Лазерные диоды с резонатором Фабри Перо

На рис. 2.1 показаны упрощенные конструкции ЛД с резонатором Фабри Перо (а) и СИД с торцевым выходом (б). Видно, что их конструкции практически одинаковы.

Когерентность

Главной особенностью ЛД по сравнению с СИД является когерентный характер его излучения. Когерентность характеризует согласованность между фазами колебаний в различных точках пространства в один и тот же момент времени – пространственная когерентность или между фазами колебаний в одной и той же точке пространства в различные моменты времени – временная когерентность. Абсолютно когерентным является монохроматический точечный источник излучения. Степень когерентности реального источника характеризуется временем когерентности τ_k и длиной когерентности L_k :

$$L_k = c \cdot \tau_k . \quad (2.1)$$

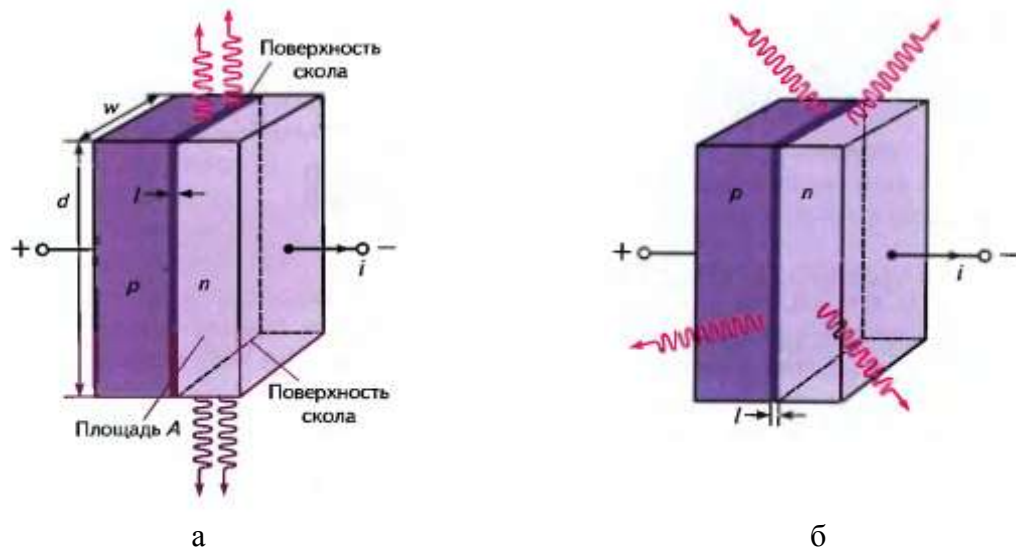


Рис. 2.1. Простые прямосмещенные p - n переходы ЛД (а) с двумя полупрозрачными поверхностями (сколами), действующими, как резонатор Фабри-Перо и торцевого СИД.

Излучение СИД является спонтанным, практически не когерентным. Атомы в p - n переходе независимо друг от друга излучают фотоны при рекомбинации, т.е. при переходе электронов с верхних энергетических уровней (из зоны проводимости) на нижние уровни (в валентную зону). В процессе излучения участвуют множество атомов. Если каждый атом излучает независимо от остальных, то частота, фаза, направление распространения и поляризация фотонов будут различны для всех излучающих атомов, и имеет место некогерентное излучение.

Если же колебания всех излучающих атомов протекают согласованно, то имеет место когерентное излучение. Это возможно только при вынужденной люминесценции.

Вынужденная люминесценция

Излучение в p - n переходе может генерироваться в результате рекомбинации свободных носителей заряда – электронов и дырок. Рекомбинация бывает не только излучательная. Энергия, выделяемая в полупроводнике при рекомбинации неосновных носителей с основными, может преобразовываться, как в квант света (рекомбинация,

связанная с возникновением фотонов), так и в тепловую энергию решетки (рекомбинация, связанная с возникновением фононов) или в кинетическую энергию других свободных носителей (рекомбинация Оже).

Излучательная рекомбинация в свою очередь разделяется на два вида – спонтанную и вынужденную (индуцированную). При любом из этих двух механизмов рекомбинации возбужденная частица возвращается на один из уровней валентной зоны. Ее энергия выделяется в виде фотона частоты ν_{12} (одинаковой для обоих видов рекомбинации) с энергией $h\nu_{12}$, приблизительно равной ширине запрещенной зоны W_g .

Однако в случае спонтанного излучения (рис. 2.2) переход электрона в валентную зону с излучением фотона происходит самопроизвольно, т.к. электрон не может находиться в возбужденном состоянии бесконечно долго, возбужденное состояние является нестабильным и через некоторый заранее не известный промежуток времени без какого-либо внешнего воздействия он переходит в основное состояние. Если с помощью импульса тока накачки через *p-n* переход создать высокую концентрацию электронов в зоне проводимости, то после окончания импульса инверсная концентрация будет уменьшаться экспоненциально с постоянной времени τ (время жизни), которая зависит от материала и конструкции *p-n* перехода и может принимать различные значения. Поэтому не известны заранее ни частота, ни направление распространения этого фотона, ни поляризация и даже ни момент его испускания (то есть фаза).

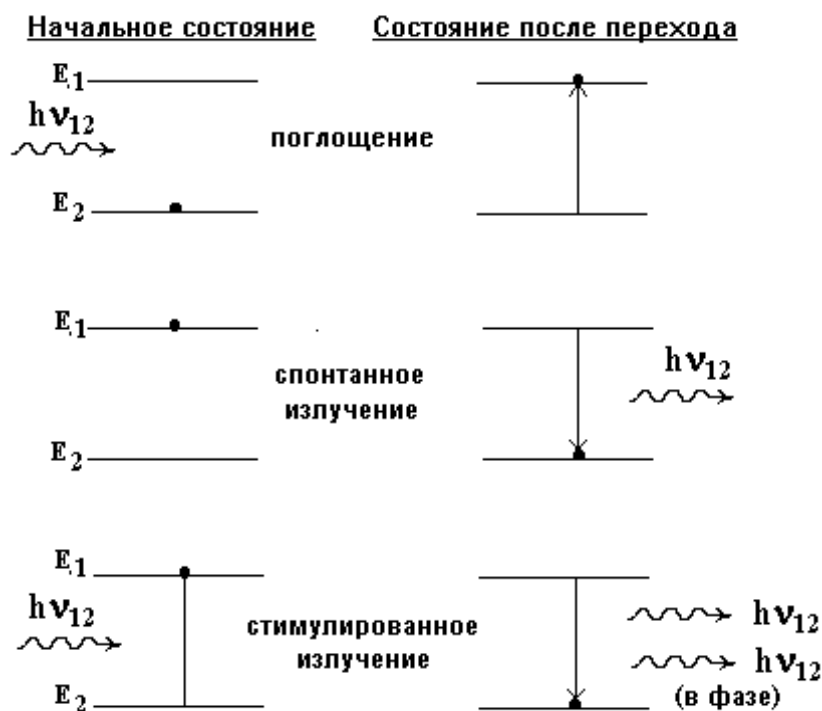


Рис. 2.2. Спонтанная и вынужденная люминесценция

Для того чтобы возникло вынужденное излучение необходимо, чтобы на возбужденный электрон воздействовал фотон с частотой ν_{12} . В этом случае частота, фаза, поляризация и направление испускаемого фотона те же, что и у падающего. Таким образом, испускается второй фотон, неотличимый от первого. Вынужденное излучение в точности копирует то излучение, которым индуцируется. Оно имеет ту же частоту, ту же поляризацию, ту же фазу и то же направление, что и вынуждающее излучение. Поэтому оно усиливает вынуждающее излучение, не искажая его.

На явлении вынужденной люминесценции основана работа лазеров и оптических усилителей. Само слово лазер изначально являлось не самостоятельным словом, а английской аббревиатурой: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation, что означает в переводе - усилитель света, основанный на явлении вынужденного излучения.

В состоянии равновесия переходы, сопровождающиеся излучением и поглощением света, уравниваются друг друга, и усиления света не происходит.

Условие, при котором возникает усиление света

Можно показать, что для того, чтобы в кристалле полупроводника возникло усиление света, нужно создать так называемую инверсию населенностей, то есть число возбужденных атомов должно превышать число невозбужденных. Добиться этого можно разными способами. В полупроводниковых ЛД используется накачка электрическим током, который протекает через p - n переход при прямом напряжении. При этом происходит инжекция неосновных носителей - электроны и дырки инжектируются соответственно в области p - и n -типа. Инверсия заселенности энергетических уровней и преобладание индуцированного излучения над спонтанным возникает после достижения током накачки некоторого порогового значения. Типовые значения порогового тока составляют от единиц до сотен миллиампер, а мощности лазерного излучения от долей и единиц мВт до несколько сотен милливатт.

Условия, при которых возникает генерация света.

Для того, чтобы от режима усиления перейти к режиму генерации света, в ЛД, как и в любом генераторе, используют положительную обратную связь. Обратная связь в p - n переходе ЛД (рис. 2.1) длиной L , шириной w и толщиной d , создается с помощью двух параллельных полупрозрачных зеркал, образующих оптический резонатор Фабри-Перо. Обычно роль зеркал выполняют сколы полупроводниковых структур по кристаллографическим плоскостям. Возникновение генерации в простейшем резонаторе длиной L с двумя полупрозрачными зеркалами с коэффициентами отражения R_1 и R_2 поясняет рис. 2.3.

Первое условие возникновения генерации (амплитудное).

Для возникновения генерации необходимо, чтобы усиление света за счет вынужденного излучения в инвертированной среде превышало величину потерь, которые состоят из затухания в активной среде и потерь на отражения от полупрозрачных зеркал.

Тогда первое условие генерации можно записать в виде:

$$R_1 \cdot R_2 \cdot \exp[(G - \alpha) \cdot L] \geq 1, \quad (2.2)$$

где G – коэффициент усиления в инвертированной среде, α – коэффициент затухания среды, L – длина резонатора, R_1 и R_2 – коэффициенты отражения от зеркал резонатора (по амплитуде световой волны).

Второе условие возникновения генерации (фазовое).

Генерация при выполнении первого условия возможно только для волн совпадающих друг с другом по фазе. Для этого необходимо, чтобы на длине резонатора укладывалось целое число полувольт генерируемого излучения:

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} = n \cdot \frac{\lambda_0}{2 \cdot n_g}, \quad (2.3)$$

где n – целое число, λ и λ_0 – длины волн в активной среде и в вакууме, соответственно.

При выполнении второго условия фазовый набег световой волны при двойном проходе резонатора кратен величине 2π , что обеспечивает оптимальные условия для усиления света.

Фазовое условие в частности означает, что условие резонанса в любом резонаторе выполняется не для одного, а для многих типов колебаний, отличающихся друг от друга длиной волны и распределением электромагнитного поля в резонаторе. Так для резонатора, образованного двумя зеркалами, это условие выполняется для всех колебаний,

у которых на расстоянии между зеркалами укладывается целое число полуволн. Такие типы колебаний называют модами. Спектр излучения ЛД состоит из набора мод. Для достижения одномодового режима используют оптические фильтры мод.

Принцип действия ЛД

ЛД работает следующим образом (рис. 2.3). Сначала источник накачки, воздействуя на *p-n* переход ЛД создает в нем инверсию населенностей. Затем инвертированная среда начинает спонтанно излучать кванты света. Под действием спонтанного излучения начинается процесс вынужденного излучения света.

Потоки света, идущие в боковых направлениях, быстро покидают активную среду, не успев набрать значительную энергию. В то же время световая волна, распространяющаяся вдоль оси резонатора, переотражаясь между зеркалами, многократно проходит активный элемент, непрерывно набирая энергию. Благодаря инверсии населенностей этот процесс носит лавинообразный характер и приводит к экспоненциальному усилению света.

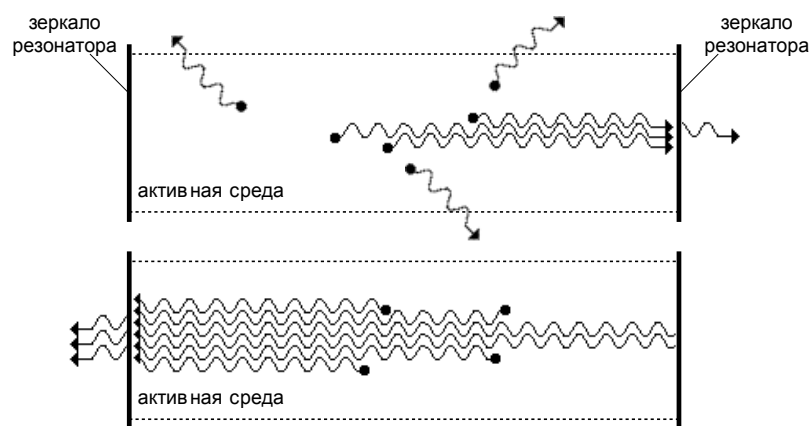


Рис. 2.3. Возникновение генерации в оптическом резонаторе.

Благодаря частичному пропусканию света одним из зеркал резонатора (или обоими зеркалами), излучение выводится наружу, образуя лазерный луч.

Излучательная (ватт-амперная) характеристика лазера.

Ватт-амперные и вольтамперные характеристики нужны для определения требований к электрической схеме, в которую включается ЛД. По этим характеристикам определяются напряжения и токи необходимые для получения требуемой мощности излучения. Вольтамперные характеристики ЛД принципиально не отличаются от вольтамперных характеристик СИД. Напряжение на ЛД в режиме лазерной генерации при номинальном токе накачки составляет (1.5-2) В для GaAlAs ЛД ($\lambda=0.85$ мкм) и около 1.2 В для InGaAsP/InP ЛД ($\lambda=1.3-1.55$ мкм).

ЛД имеет нелинейную ватт-амперную характеристику, которую можно в первом приближении разбить на два участка (рис. 2.4)

$$\begin{aligned}
 P &= k_1 \cdot I_n ; \text{ при } I_n < I_{nop} \\
 P &= k_2 \cdot (I_n - I_{nop}) + k_1 \cdot I_{nop} ; \text{ при } I_n \geq I_{nop}.
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

На первом участке при малых токах накачки (меньше порогового тока I_{nop}) ЛД фактически работает как торцевой СИД с малой крутизной ватт-амперной характеристики ($k_1 = dP/dI_n$). При больших токах накачки (больше порогового тока I_{nop}) ЛД работает в режиме лазерной генерации с высокой крутизной ватт-амперной характеристики ($k_2 = dP/dI_n$).

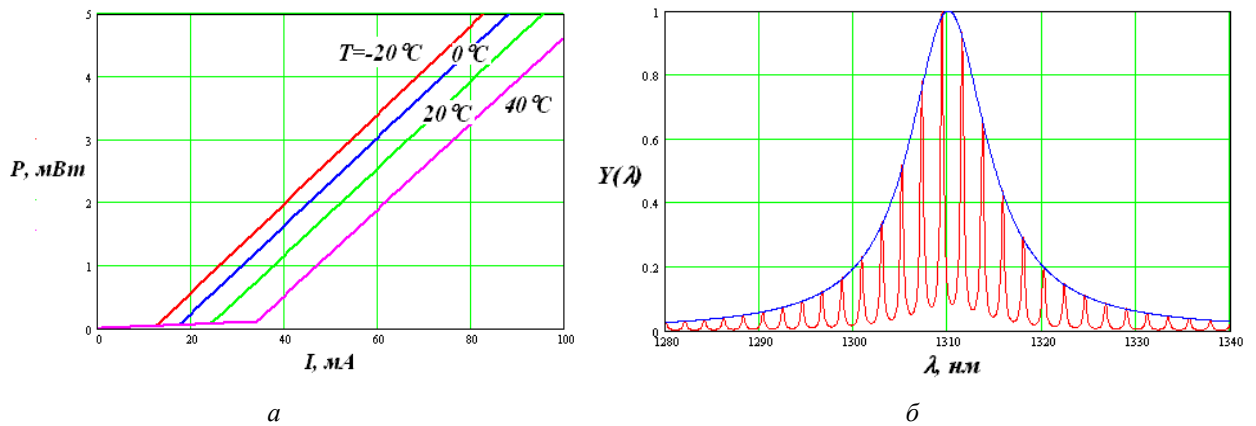


Рис. 2.4. Ватт-амперная характеристика ЛД (а) и спектр его излучения в режиме генерации (б)

При приложении напряжения от внешнего источника лазерный диод не сразу переходит в режим генерации излучения. При токе меньше порогового имеет место спонтанное излучение с шириной спектра излучения в несколько десятков микрометров, т.е. ЛД работает как СИД. При достижении током накачки некоторого порогового значения ЛД переходит в режим генерации, при этом испускаемое излучение существенно сужается одновременно по ширине спектра, и пространственной расходимости. С дальнейшим увеличением тока накачки ширина спектра сужается до 2-5 нм для многомодовых ЛД. С увеличением тока также может сдвигаться центральная длина волны из-за повышения температуры $p-n$ перехода

Сам пороговый ток также существенно зависит от температуры:

$$I_{пор} = I_{пор0} \cdot \exp(\Delta T / T_0) \quad (1.20)$$

где T_0 - характеристическая температура, которая составляет 120-150 К для ЛД AlGaAs ($\lambda=0.85$ мкм) и 50-70 К для ЛД InGaAsP/InP ($\lambda=1.3-1.55$ мкм), $I_{пор0}$ - пороговый ток при температуре T_0 . Обычно пороговый ток для ЛД с мощностью до нескольких мВт составляет 45-80 мА

Коэффициент полезного действия ЛД при номинальном режиме составляет 10-15%. Он определяется отношением излучаемой оптической мощности к потребляемой электрической мощности. Квантовый выход ЛД непрерывного излучения достигает 40-60%.

Модовый состав излучения лазера.

Рассмотрим более подробно ЛД с резонатором Фабри-Перо (FP). В ЛД структура электромагнитного поля определяется, в основном, параметрами резонатора, образованного активной областью, т.е. $p-n$ переходом. В таком резонаторе может существовать несколько типов колебаний (мод), каждое из которых характеризуется своей частотой. На этих частотах может быть лазерная генерация и, следовательно, такие составляющие могут появиться в выходном излучении лазера. Каждая мода характеризуется тремя целыми числами (i, j, k), которые соответствуют числу максимумов распределения электромагнитного поля по трем взаимно перпендикулярным направлениям.

Продольные моды определяются коэффициентом преломления и длиной резонатора. В упрощенном виде условие резонанса соответствует целому числу полуволн, укладывающихся на длине резонатора, и выполняется в общем случае для ряда длин волн (частот):

$$\lambda_i = \frac{2 \cdot L \cdot n_g}{i}, \quad \nu_i = \frac{i \cdot c}{2 \cdot L \cdot n_g} \quad (2.6)$$

где c – скорость света в вакууме, n_g – групповой показатель преломления активной среды, L – длина резонатора, i – продольное модовое число (целое число полуволн, укладывающихся на длине резонатора).

Интервал по частоте между соседними продольными модами с модовыми числами i и $i+1$ составляет:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot L \cdot n_g} [i - (i+1)] = -\frac{c}{2 \cdot L \cdot n_g}. \quad (2.7)$$

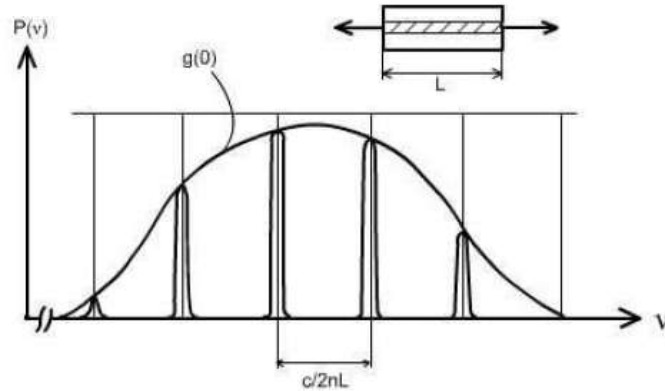


Рис. 2.5. Спектр излучения FP лазера

На рис. 2.5 показан спектр излучения FP лазера. $g(\nu)$ – зависимость коэффициента усиления активной среды от частоты.

Найдем интервал $\Delta\lambda$ между соседними поперечными модами:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \lambda_i - \lambda_{i+1} = \frac{c}{\nu_i} - \frac{c}{\nu_{i+1}} = \frac{c(\nu_{i+1} - \nu_i)}{\nu_{i+1} \cdot \nu_i} \approx -\frac{c \cdot \Delta\nu}{\nu_i^2} = -\frac{c \cdot \Delta\nu \cdot \lambda_i^2}{c^2} = -\frac{\Delta\nu \cdot \lambda_i^2}{c} = \\ &= \frac{c \cdot \lambda_i^2}{2 \cdot L \cdot n_g \cdot c} = \frac{\lambda_i^2}{2 \cdot L \cdot n_g} \end{aligned} \quad (2.8)$$

При $\lambda=1.55$ мкм, $n_g = 4$ (GaAs), $L=200$ мкм и $\Delta\lambda = 1.5$ нм. Ширина спектральной линии отдельной моды обычно не превышает 0.1 нм. Общая ширина огибающей спектра усиления лазера составляет примерно 2...5 нм. Уменьшение длины резонатора приводит к возрастанию межмодового интервала $\Delta\lambda$, так что только немногие моды могут попасть в пределы линии усиления. По этой причине предпочтительнее короткие резонаторы (менее 100 мкм). Они дают возможность работать с одной продольной модой при более высокой выходной мощности.

При возрастании температуры длина волны λ_0 , соответствующая максимуму огибающей спектра лазера, сдвигается в сторону больших значений. Ширина огибающей спектров излучения лазеров и температурные изменения длины волны приведены в таблице 1.3.

Из таблицы видно, что температурные коэффициенты, также как и расстояние между продольными модами, изменяются примерно обратно пропорционально квадрату длины волны.

Таблица 2.1

Длина волны, соответствующая максимуму огибающей спектра, λ_0 , нм	850	1300	1550
Ширина огибающей спектра, $\Delta\lambda$, нм	2,0	5,0	7,0
Расстояние между продольными модами ($L = 200$ мкм), $\Delta\lambda$, нм	0,4	1,0	1,5
Температурный коэффициент изменения λ_0 , $d\lambda_0/dT$, нм/град	0,22	0,5	0,73

Одним из недостатков резонаторов Фабри-Перо является наличие в них поперечных собственных мод, искажающих спектр генерации лазера и обуславливающих флуктуации мощности (шумы) излучения. Число поперечных боковых (lateral) мод зависит от ширины резонатора. В лазерах с шириной резонатора более 20...30 мкм обычно наблюдается довольно резкий переход от светодиодного к лазерному режиму, после чего с увеличением тока накачки возбуждаются моды высокого порядка. С ростом тока накачки выходная мощность растет линейно, пока разогрев не приведет к некоторому насыщению. Межмодовые интервалы для поперечных мод составляют 0,01...0,02 нм. Эти моды проявляются как сателлиты (спутники) каждой продольной моды. Уменьшение ширины полоски до 10 мкм и менее увеличивает пороги возникновения поперечных мод высоких порядков до уровней тока, превышающих возможности лазера, т.е. они не возникают.

Высота активного слоя в ЛД на двойной гетероструктуре всегда менее одного микрометра, что в большинстве случаев меньше длины волны. В результате в резонаторе может возбуждаться только одна низшая поперечная (transverse) мода.

Для достижения одномодового режима генерации в конструкции ЛД используют оптические фильтры. Особенности таких ЛД будут рассмотрены ниже.

Пространственные характеристики излучения лазера

На пространственное распределение поля излучения, в основном, оказывает влияние наличие боковых поперечных мод. Можно пользоваться двумя способами описания пространственного распределения. Распределение в ближней зоне соответствует изменениям плотности мощности по выходному торцу лазера. Распределение в дальней зоне относится к характеристикам направленности генерируемого излучения. Угловая расходимость излучения зависит от толщины активного слоя и скачка показателя преломления в гетероструктуре. Обычно диапазон углов, в котором интенсивность превышает половину максимальной, составляет примерно 40° в плоскости, перпендикулярной плоскости перехода, и 5° ... 10° в плоскости, параллельной переходу (рис. 2.6).

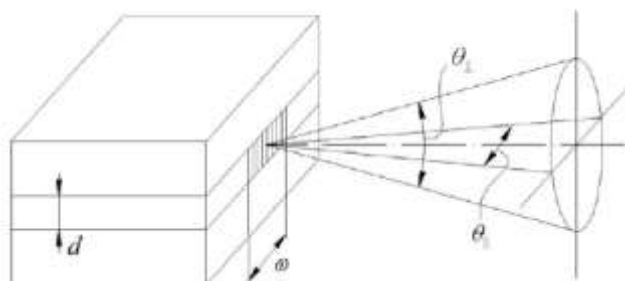


Рис. 2.6. Угловая расходимость излучения ЛД

Модуляция излучения ЛД.

Поскольку ЛД являются источником когерентного излучения, то возможны различные виды модуляции излучения: амплитудная, частотная, фазовая и

поляризационная. До скоростей передачи 2.5 Гбит/с в ВОСП используется амплитудная модуляция (по интенсивности).

При этом возникают искажения формы оптического импульса, которые проявляются в следующих формах:

- задержка переднего фронта оптического импульса на время t_d , ведущая к укорочению импульса излучения по сравнению с модулирующим электрическим импульсом,
- нестабильность импульса во времени,
- релаксационные колебания на вершине импульса («звон»).

Рассмотрим форму импульса светового излучения ЛД, когда на него подается прямоугольный импульс тока. Пока плотность носителей в активной области не достигнет пороговой величины, лазерной генерации не будет, величина задержки определяется выражением

$$t_d = \tau_p \cdot \ln \left(\frac{I_p}{I_p - I_{пор}} \right), \quad (2.9)$$

где τ_p - время жизни неосновных носителей в области рекомбинации, I_p - амплитуда приложенного импульса тока, $I_{пор}$ - величина порогового тока.

При импульсной модуляции ЛД временная задержка излучения t_d может быть уменьшена подачей на лазер постоянного тока смещения I_0 .

$$t_d = \tau_p \cdot \ln \left(\frac{I_p}{I_p - I_{пор} + I_0} \right). \quad (2.10)$$

Если ток смещения I_0 меньше порогового тока $I_{пор}$ или равен 0, то при модуляции лазера двумя последовательными импульсами временная задержка для второго импульса будет меньше, поскольку плотность зарядов в p - n переходе из-за остаточного действия первого импульса будет выше к началу второго импульса. Это приводит к дрожаниям фронтов (джиттеру) и колебаниям амплитуд импульсов.

Структурная схема передающего блока со стабилизацией средней мощности

Характеристики ЛД в большей степени, чем у СИД подвержены влиянию температуры и могут медленно меняться с течением времени вследствие процессов старения. Так при изменении температуры величина порогового тока GaAlAs/GaAs-ЛД меняется со скоростью +1 %/°C, а для InGaAsP/GaP-ЛД - со скоростью +(2 ÷ 3)%/°C. Старение лазеров приводит к возрастанию порогового тока. Для лазеров с длиной волны излучения 850 нм скорость изменения порогового тока составляет 1 мА на 1000 часов (около 42 дней) при среднем времени наработки 10^5 часов.

Для компенсации температурных изменений можно было бы ограничиться стабилизацией температуры ЛД. Влияние старения также можно было бы компенсировать изменением температуры ЛД (охлаждение лазера по мере старения). Однако такие схемы не эффективны и не практичны, так как требуют большого диапазона температурного регулирования (при пороговом токе 50 мА, скорости изменения порогового тока 1 %/°C и 1 мА/килочас за время 10000 часов потребуется охлаждение на 20 °C).

В то же время ЛД на основе структур InGaAsP/GaP имеют более высокий температурный коэффициент изменения порогового тока. При изменении температуры на 30 ÷ 40 °C величина порогового тока может удвоиться, что будет приводить к более быстрой деградации лазера. Поэтому в излучателях на основе этих лазеров применяются полупроводниковые термоохлаждильники на основе эффекта Пельтье.

В схемах управления излучением лазеров требуется обеспечить смещение и обеспечить работу лазера в течение всего срока эксплуатации в заданных интервалах температур.

Общая схема управления излучением лазером приведена на рис. 2.7.

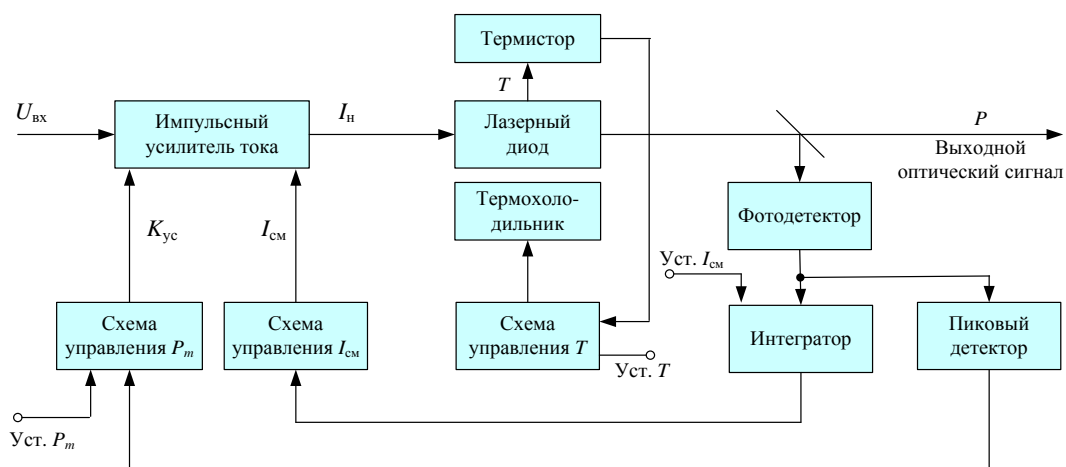


Рис. 2.7. Блок-схема управления режимом работы лазера.

Можно выделить три петли управления:

- управление рабочей температурой лазера,
- управление током смещения,
- управление параметрами модулирующего сигнала (амплитудой импульсов).

Схемы управления могут быть самыми разнообразными и содержать одну, две или все три петли управления.

В схеме управления, приведенной на рис. 2.7, контролируются средний (с помощью интегратора) и максимальный уровни мощности света, а также температура излучателя. Три петли обратной связи управляют током смещения, коэффициентом передачи усилителя накачки и температурой излучателя.

Конструкции и параметры существующих ЛД.

Конструкция ЛД с двойной гетероструктурой (ДГС) и резонатором Фабри-Перо (рис. 2.8а), аналогична конструкции торцевого СИД. Название "двойная гетероструктура" обозначает, что эта конструкция имеет двойной слой различных по свойствам полупроводников, прилегающих к активному слою, которые отличают эту конструкцию от простейшего ЛД с $p-n$ переходом. Полупроводниковые слои оболочки имеют меньший показатель преломления, чем у активного слоя. Благодаря этому, в активном слое создается волновой канал с высокой плотностью носителей зарядов и фотонов. Активный слой имеет толщину от 0,1 до 1 мкм. Основным достоинством такого лазера является простота конструкции и малая стоимость. Френелевские отражатели резонатора получают шлифовкой торцевых поверхностей ЛД или простым скалыванием образца искусственного кристалла вдоль атомных плоскостей, перпендикулярных оси резонатора. Обычно такие ЛД являются многомодовыми ИИ, т.е. в них наряду с главным пиком, в котором сосредоточена основная мощность излучения, существуют побочные максимумы (рис. 2.8б). Ширина спектра обычно составляет 2-3 нм. При пороговом токе порядка 10 мА они имеют выходную мощность 5 – 10 мВт. ЛД с резонатором Фабри Перо без термостабилизации имеет дрейф длины волны 0.4 нм/°С. Их использование в ВОСП ограничено широкой полосой излучения и большой температурной зависимостью

излучаемых длин волн. Находят применение на линиях небольшой протяженности (локальные сети) при прямой модуляции излучения током через $p-n$ переход ЛД.

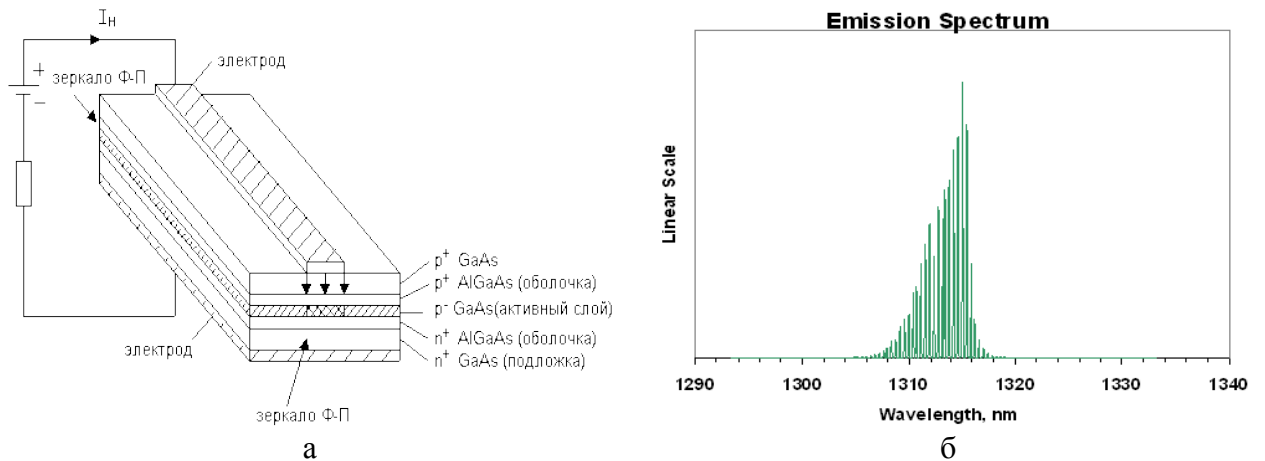


Рис. 2.8. Конструкция и схема включения ЛД с ДФС и резонатором Фабри Перо (а) и типовой спектр излучения (б)

Лазерные источники излучения изготавливают в виде модулей (рис. 2.9), в состав которых кроме самого ЛД входят:

- фотодиод для контроля выходной оптической мощности,
- термистор для контроля температуры $p-n$ перехода ЛД,
- микрохолодильник на основе эффекта Пельтье для управления температурой $p-n$ перехода ЛД.

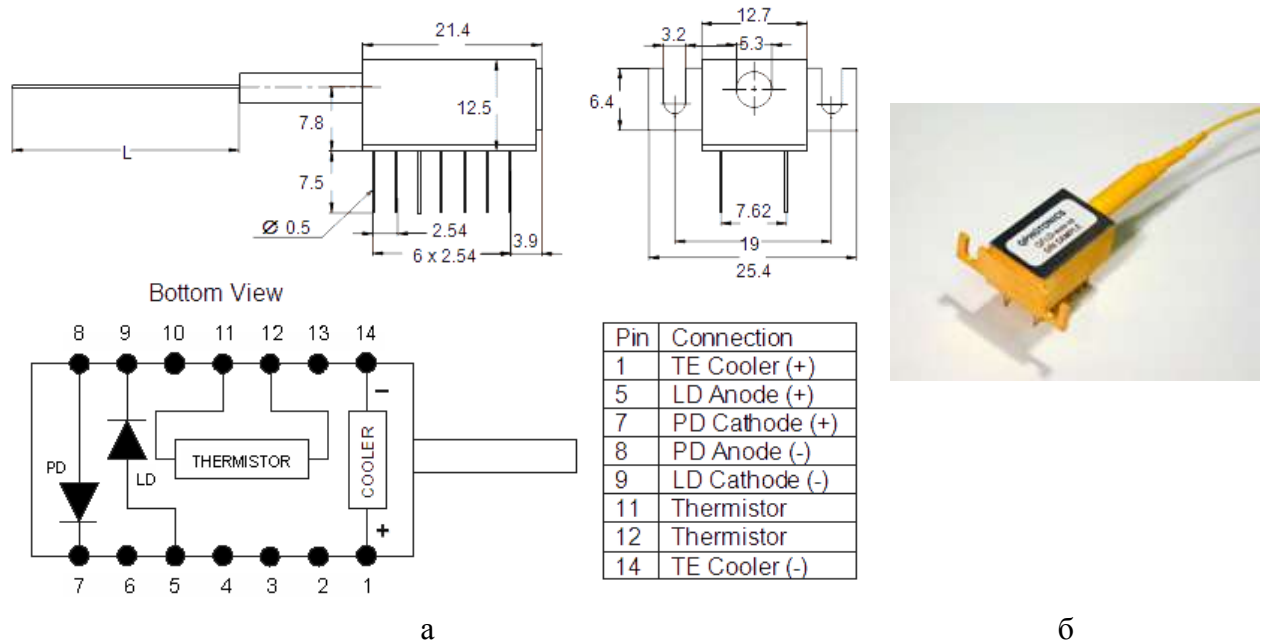


Рис. 2.9. Габаритный чертеж и принципиальная схема передающего модуля (а) и его внешний вид (б)

2.2. Одномодовые лазеры

Для одномодовой работы используют:

- ЛД с распределенной обратной связью (РОС) или (DFB - distributed feedback laser),
- ЛД с распределенным брэгговским отражением (РБО) или (DBR - distributed Bragg reflector),
- ЛД с вертикальным резонатором (ЛД ВР) или (VCSEL - Vertical-Cavity Surface Emitting Laser),

ЛД с внешним резонатором.

Резонатор ЛД DFB состоит из активной среды, включающей в себя периодическую отражающую структуру, которая либо наносится на поверхность волновода, либо вытравливается в нем. В отражающей структуре возникает брэгговское отражение (рис. 2.10).

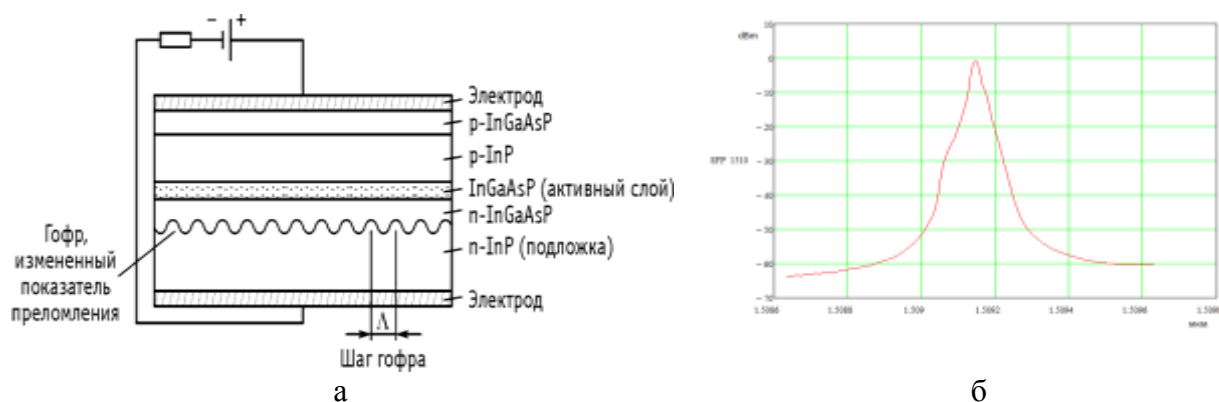


Рис. 2.10. Конструкция и схема включения ЛД DFB (а) и спектр излучения (б)

Период решетки d (λ) подбирается так, чтобы выполнялось фазовое условие Брэгга: $2n_1d = \lambda$ (условие генерации). Условие отражения от периодической структуры выполняются для лучей обоих направлений. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях, распределенную по всей длине ЛД. Поскольку обратная связь, создаваемая периодической решеткой, является селективной, то в ЛД DFB обеспечивается режим одномодовой генерации. Еще одно преимущество таких ЛД – возможность размещать их непосредственно на поверхности полупроводниковой подложки и подключать их к волноводам на поверхности этой подложки, создавая интегральные оптические устройства.

ЛД DFB (РОС) способны излучать в различных спектральных диапазонах, от 0.8 мкм до 2.8 мкм. Их выходная мощность составляет десятки милливатт. Ширина линии модуляции, как правило, составляет несколько сотен МГц. Обычно ширина спектра излучения лазера РОС оценивается на уровне -20 дБм от максимального значения интенсивности. Кроме того, в спектре могут наблюдаться боковые моды, величина подавления которых должна быть не менее 30 дБ.

Возможна перестройка длины волны на несколько нанометров. При использовании стабилизации температуры, например в системах с плотным волновым мультиплексированием (DWDM), наблюдается высокая стабильность длины волны.

DFB-лазеры обладают, однако, существенным недостатком – ограниченной областью перестройки частоты. В обычном DFB-лазере величина температурной перестройки составляет 400 ГГц, что обеспечивает перекрытие 8 каналов ITU-T при расстоянии 50 ГГц или всего 4 каналов при расстоянии 100 ГГц. Для увеличения диапазона перестройки используются полностью моноблочные интегрированные конструкции, содержащие решетку из нескольких DFB-лазеров, объединенных в один блок. Так, блок из восьми параллельно расположенных DFB-лазеров и объединенных многомодовым волноводным объединителем (ММИ) позволяет обеспечить диапазон перестройки до 60 нм. Для увеличения выходной мощности такого перестраиваемого лазера на выходе устанавливается усилитель (см. рис. 2.11).

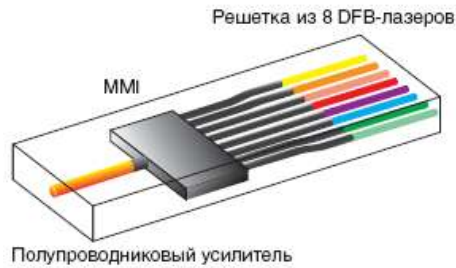


Рис. 2.11. Схема перестраиваемого 8-элементного DFB-лазера с оптическим усилителем

Отступление. Отметим, что в связи с широким внедрением на оптических сетях технологии DWDM и внедрения транспондеров возникла острая потребность в универсальных оптических одномодовых излучателях, способных работать на любой длине волны из частотного плана ИТУ-Т. Внедрение таких устройств экономически очень выгодно, так как один универсальный перестраиваемый оптический передатчик заменяет в ряде случаев линейку из нескольких десятков передатчиков с фиксированной длиной волны.

Оптический передатчик с перестраиваемой длиной волны излучения содержит перестраиваемый лазер, объединенный с модулятором, и устройство привязки длины волны к стандартизованной сетке длин волн. Желательно, конечно, чтобы его цена, размеры, стабильность выходной мощности, ширина спектра, жесткость конструкции, время бесперебойной работы и другие характеристики были сопоставимы с соответствующими характеристиками существующих передатчиков с фиксированной длиной волны.

Долгое время создание передатчиков с перестраиваемой длиной волны сдерживалось отсутствием необходимых перестраиваемых лазеров, однако в последнее время характеристики перестраиваемых лазеров существенно улучшились, а их стоимость значительно сократилась.

В полупроводниковых перестраиваемых лазерах используются те же активные элементы, что и в обычных полупроводниковых лазерах с фиксированной длиной волны. Поэтому свойства перестраиваемых лазеров определяются в основном конструкциями используемых селективных перестраиваемых резонаторов.

Лазер на основе резонатора Фабри-Перо можно сделать перестраиваемым, если изменить его конструкцию следующим образом (рис. 2.11). Одно из зеркал (внешнее) резонатора располагается вне активного элемента, а на соответствующий торец активного элемента наносят просветляющее (антиотражающее) покрытие для устранения обратного отражения и уменьшения внутрирезонаторных потерь. Антиотражающее покрытие позволяет уменьшить коэффициент отражения примерно на 4 порядка. Между внешним зеркалом и активным элементом расположен перестраиваемый селектор. Поскольку выходящее из просветленного торца полупроводникового лазера излучение обладает очень большой расходимостью, необходимо использование согласующей линзы (микролинзы). Второе зеркало располагается на втором торце полупроводникового кристалла – активного элемента. Увеличивая или уменьшая расстояние до зеркала можно плавно изменять длину волны излучения.

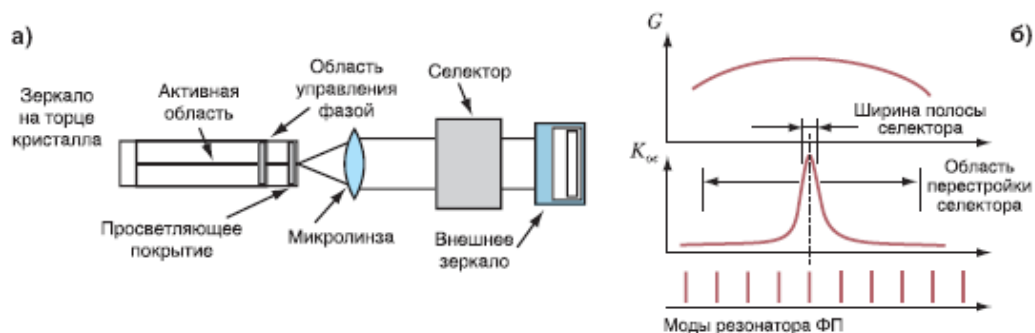


Рис. 2.11. Перестройка частоты лазера с внешним резонатором: а) обобщенная схема перестраиваемого лазера с внешним резонатором; б) спектральные зависимости коэффициента усиления, коэффициента пропускания селектора и мод резонатора Фабри – Перо

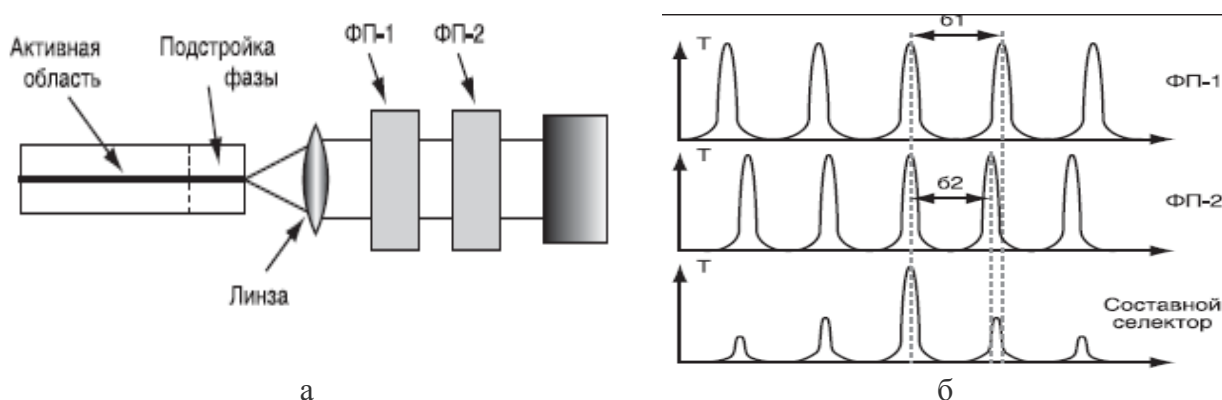


Рис. 2.12. Схема перестраиваемого лазера с двумя интерферометрами Фабри-Перо (а) и принцип селекции длины волны с помощью управления двумя интерферометрами (б).

Лучших результатов позволяет достичь селектор, образованный двумя интерферометрами Фабри – Перо с немного отличающимися оптическими длинами. Оптическая схема лазера с таким селектором приведена на рис. 2.12а. Спектры пропускания двух интерферометров Фабри–Перо приведены на рис. 2.12б. Перестраивая только второй интерферометр, можно настраивать составной селектор на различные резонансы первого интерферометра. Аналогично если перестраивать только первый интерферометр, то можно настраивать составной селектор на резонансы второго интерферометра. Подстраивая одновременно оба селектора, можно настроить составной селектор на любую длину волны.

Один из интерферометров может быть настроен на гребенку частот ИТУ, тогда, перестраивая второй интерферометр, можно осуществлять переключение частоты генерации строго между стандартизованными частотами.

Существенный недостаток лазеров с внешними резонаторами – их дискретная конструкция, необходимость сборки лазера из составных элементов и необходимость согласования полупроводникового волноводного усилителя с объемными элементами.

Более современные решения в области создания перестраиваемых по длине волны источников излучения связаны с использованием ЛД DBR (РБО). В них в качестве зеркал резонатора используются распределённые брэгговские отражатели (минимум один), находящиеся вне активной среды резонатора (рис. 2.13). За счет большей свободы при формировании внешних решеток Брегга можно на порядок снизить ширину спектра излучения по сравнению с ЛД DFB (РОС).

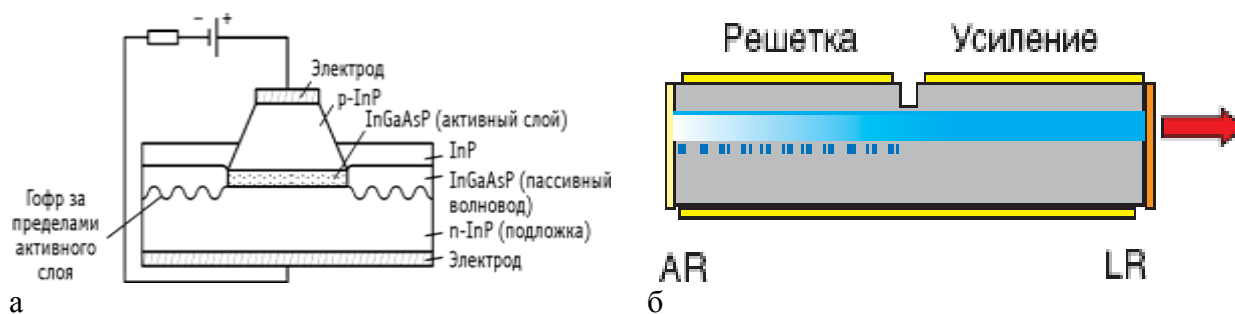


Рис. 2.13. Конструкция и схема включения ЛД DBR с двумя брэгговскими зеркалами (а) ЛД DBR_с одним брэгговским зеркалом (AR – просветляющее покрытие, LR – зеркало с низким коэффициентом отражения)

Эффект от действия брэгговского зеркала подобен четвертьволновому многослойному диэлектрическому зеркалу, обеспечивающему максимальный уровень отражения для заданного числа слоёв. ЛД DBR обычно представляют собой одночастотные лазеры с дифракционно-ограниченным качеством пучка, и они могут перестраиваться по длине волны.

Перестраиваемые DBR-лазеры – это волноводные аналоги лазеров с внешним резонатором. Отличие заключается в том, что активная усилительная часть лазера и внешний резонатор интегрированы (объединены) на одной подложке – при помощи одного волновода (рис. 2.13б).

Простейший вариант DBR-лазера содержит один отражатель в виде распределенной брэгговской дифракционной решетки. Решетка обычно создается периодической модуляцией толщины волновода, что приводит к периодической модуляции эффективного показателя преломления для распространяющейся моды. Такая модуляция показателя преломления приводит к эффективной связи между встречными волнами при выполнении условия Брэгга. Для получения узкого спектра отражения решетки делают относительно больших размеров и с небольшой глубиной модуляции.

Перестройка длины волны осуществляется путем инжекции носителей заряда в область решетки. При этом показатель преломления с увеличением концентрации носителей уменьшается и, следовательно, изменяется резонансная длина волны. Расчеты показывают, что для увеличения диапазона перестройки запрещенная зона пассивной части должна быть близка к энергии фотонов (или к величине запрещенной зоны усилительной области). Но слишком близкими их делать нельзя из-за увеличения затухания световой волны.

Простота конструкции и возможность интеграции с волноводными усилителями и модуляторами делают DBR-лазеры очень привлекательными. Однако область их перестройки определяется величиной относительного изменения эффективного показателя преломления и ограничивается величиной менее 20 нм. Для увеличения диапазона перестройки разработаны новые типы перестраиваемых DBR-лазеров: SG DBR-лазеры и SSG DBR-лазеры.

Структура ЛД SG DBR с профилированными брэгговскими отражателями (SG sampled diffraction grating) предусматривает перестройку длины волны излучения. В ЛД SG DBR используются два отражателя, которые выполняют роль узкополосных фильтров (рис. 2.14) и располагаются по обеим сторонам от области усиления. Передняя и задняя решетки характеризуются периодами самой решетки Λ_G и длиной секции Λ_S . Обычно $\Lambda_G / \Lambda_S \approx 0.1$.

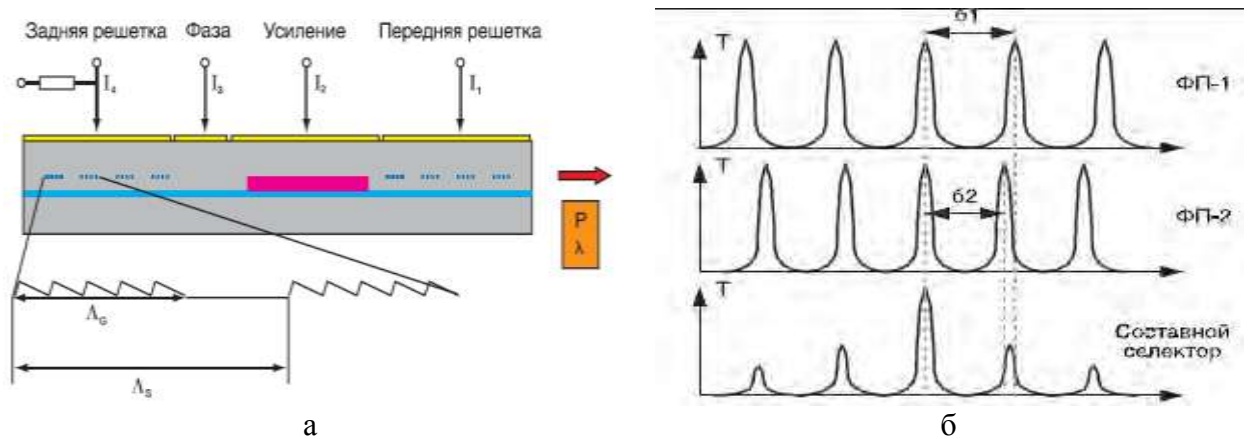


Рис. 2.14. Конструкция и схема включения ЛД SG DBR с электронной перестройкой длины волны излучения (а) и принцип селекции длины волны с помощью управления двумя решетками Брегга

Периоды профилей двух решеток отличаются примерно на 10%. Принцип селекции длины волны и перестройки основан на эффекте Вернье и аналогичен принципу перестройки селектора, состоящего из двух интерферометров Фабри – Перо.

Спектр отражения каждого из двух зеркал представляет собой периодически расположенные максимумы отражения. Он аналогичен спектру пропускания интерферометра Фабри – Перо. При этом расстояние между максимумами отличается примерно на 10%. Генерация осуществляется на длине волны, на которой максимумы отражения двух зеркал совпадают (так как периоды следования максимумов различны, они совпадают только для одной единственной частоты).

Каждое из двух зеркал (переднее и заднее) перестраивается примерно в диапазоне 10 нм, что обеспечивает перестройку длины волны излучения лазера в диапазоне 100 нм. Вторая секция (Усиление) служит для усиления светового излучения. Третья секция (Фаза) обеспечивает тонкую подстройку оптической длины резонатора лазера и, следовательно, тонкую подстройку частоты генерации. Схема разработанного на основе SG DBR-лазера интегрированного моноблочного излучателя с перестройкой частоты приведена на рис. 2.15.



Рис. 2.15. Упрощенная конструкция и схема включения интегрированного моноблочного излучателя на основе ЛД SG DBR

SSG DBR-лазеры представляют собой модификацию лазеров с профилированными решетками (SG DBR-лазеров). Эти два типа лазеров функционально идентичны и отличаются только строением брэгговских зеркал. В SSG DBR-лазерах решетки брэгговских зеркал периодически чирпированы (т.е. промодулирована их пространственная частота), а в SG DBR-лазерах периодически промодулирована амплитуда. Как и в профилированных решетках, пространственный период модуляции в SSG-решетках определяет расстояние между частотными максимумами отражения. Преимущество SSG-решеток перед SG-решетками состоит в том, что SSG-решетки не имеют «пустых» участков и, следовательно, необходимый коэффициент их отражения можно получить при меньшей глубине модуляции волновода.

Преимуществами DFB и DBR ЛД по сравнению с FP являются: уменьшение ширины спектра излучения, зависимости длины волны лазера от тока инжекции и температуры, а также высокая стабильность одномодового режима. Температурный коэффициент $\Delta\lambda/\Delta T$ для ЛД FP порядка 0,5-1 нм/°С, в то время как для ЛД DFB порядка 0.07-0.09 нм/°С. Основным недостатком DFB и DBR ЛД является сложная технология изготовления и, как следствие, более высокая цена.

Представляют большой интерес ЛД с вертикальным резонатором (ЛД ВР) или (VCSEL - Vertical-Cavity Surface Emitting Laser), в которых излучение направлено перпендикулярно *p-n* слою (рис. 2.16). В них сверху и снизу от активной области располагаются слои полупроводников с периодически изменяющейся величиной показателя преломления. Слои выполняют функции полупрозрачных зеркал, образующих интерференционный фильтр. Они формируют структуру подобную распределенному брэгговскому отражателю (DBR). Преимущество короткого высококачественного резонатора ЛВР заключается в генерации моды узкого спектра высокой стабильности. Такие лазеры могут формироваться группами на одной подложке микросхемы. При этом стабилизация параметров производится сразу для всего лазерного массива.

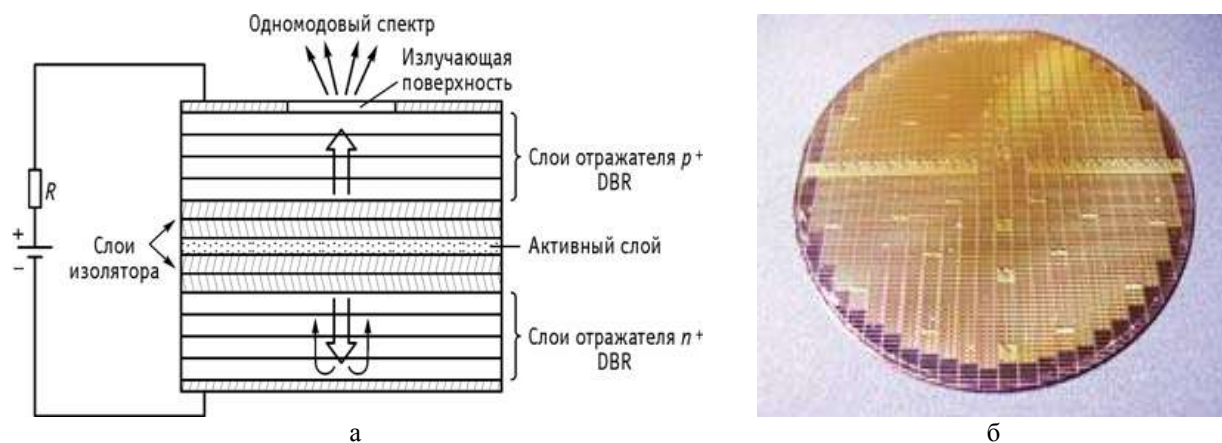


Рис. 2.16. Упрощенная конструкция и схема включения ЛД VCSEL (а) и чип с лазерами (б).

В будущих сетях связи возможно широкое использование таких лазеров. Важнейшее их потенциальное достоинство заключается технологичности и в возможности массового производства (на одном полупроводниковом кристалле может быть изготовлено несколько сот лазеров одновременно, см. рис. 2.16б), что, как ожидается, приведет к значительному снижению их стоимости.

Первоначально были разработаны VCSEL ЛД на длину волны 850 нм, но в настоящее время есть разработки на длины волн 1310 и 1550 нм. Эти ЛД позволяют достичь скорости передачи 2.5 Гбит/с при прямой модуляции излучения, обеспечивая передачу на расстояние до 15 км. Их достоинством помимо низкой стоимости является узкий спектр излучения и симметричная диаграмма направленности. Выходная апертура такого ЛД может иметь форму квадрата, эллипса или круга и размер от 1 до 100 мкм в зависимости от применения. Поэтому при использовании VCSEL можно подобрать такую структуру излучения, которая обеспечит намного лучшее согласование с ОВ, чем в случае ЛД с торцевым излучением или СИД.

В заключение раздела приведем в таблице 2.2 сведения о выпускаемых серийно перестраиваемых ЛД.

Таблица 2.2. Характеристики перестраиваемых лазеров.

Тип источника	Производитель	Спектральный диапазон, нм	Точность, нм
LPB	Tektronix	1290 - 1570	0.01

FLS-2600	Exfo	1520 - 1570	0.01
81554SM	Agilent	1290 - 1330	0.01
81640A	Agilent	1500 - 1640	0.015
TQ8111	ADVANTEST	400 - 1600	0.01

2.3. Суперлюминисцентные диоды

Обычно полагают, что все СИД являются исключительно источниками некогерентного спонтанного излучения. Это полностью относится к плоскостным СИД Барраса. В них расстояние, которое проходят фотоны в $p-n$ переходе очень мало (доли мкм, т.е. меньше длины волны излучения) и они не успевают вызвать значимое стимулированное (вынужденное) излучение. Конструкции СИД с торцевым выводом подобны конструкциям лазерных диодов с резонатором Фабри Перо. В таких СИД возникающее в $p-n$ переходе излучение распространяется в нем на сравнительно большое расстояние, в десятки-сотни раз превышающее длину волны. Такая среда обладает усилительными свойствами. При этом существуют условия для возникновения когерентного излучения. Это увеличивает общую излучаемую мощность, которая более плотно концентрируется в пространстве ($p-n$ переходе). Излучение становится частично когерентным, но преобладающим остается спонтанное излучение. СИД, конструкция которых разработана с целью увеличения доли когерентного излучения, относят к суперлюминисцентным диодам (СЛД).

Одна из конструкций СЛД показана на рис. 2.17. Активный канал ($p-n$ переход) представлял собой волновод толщиной около 0,14 мкм и шириной $W=4$ мкм, его ось имела наклон 7° по отношению к торцевым граням кристалла, на которые были нанесены антиотражающие покрытия (АОП). Длина активного канала L_a обычно составляет 700-1600 мкм. Наклон необходим для исключения положительной обратной связи, которая может превратить СЛД в ЛД с резонатором Фабри Перо. По конструкции СЛД близок к конструкции полупроводникового оптического усилителя (ПОУ).

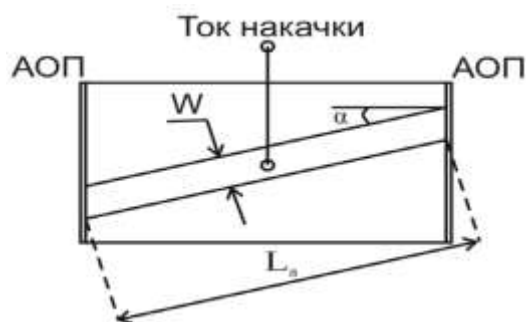


Рис.2.17. Упрощенная конструкция СЛД

Ваттамперная (ВтАХ) характеристика СЛД (рис.2.18а) ближе к ВтАХ ЛД (рис. 2.18а) и состоит из двух участков: при токе накачки меньше порогового и больше порогового. Вольтамперные характеристики СЛД (рис. 2.18б), ЛД, торцевых и поверхностных СИД практически одинаковы.

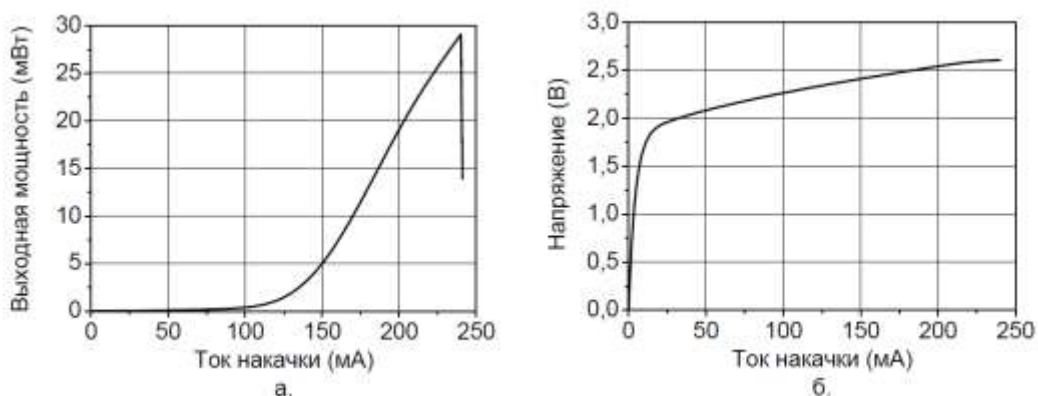


Рис.2.18. Ваттамперная (а) и вольтамперная (б) характеристики СЛД.

СЛД обычно имеют более узкую полосу по сравнению с обычными СИД (рис. 2.19).

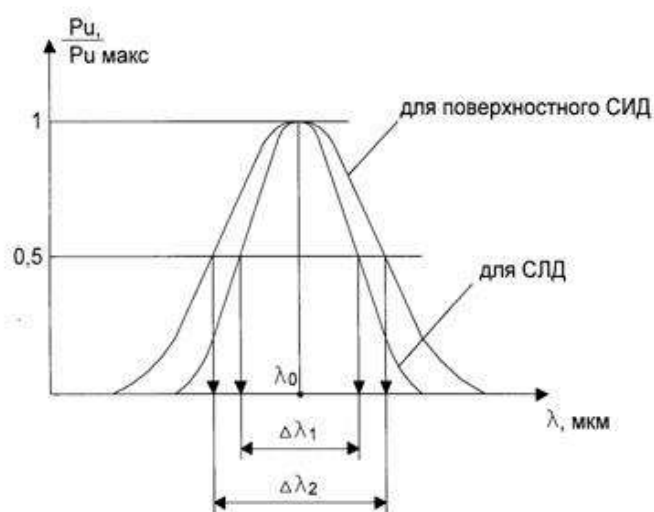


Рис. 2.19. Спектральные характеристики светодиодов

По спектральной характеристике можно определить ширину спектра излучения на уровне половинной от максимальной мощности излучения. Ширина спектра СЛД около 10 - 30 нм, для поверхностного СИД около 30 - 60 нм. Более узкий спектр излучения СЛД объясняется волноводным эффектом и некоторой согласованностью (когерентностью) излучательных рекомбинаций. При этом характер излучения остается по преимуществу спонтанным, а ширина спектра определяется разбросом энергетических состояний рекомбинирующих электронов и дырок.

Диаграмма направленности излучения СИД показывает распределение энергии излучения в пространстве (рис. 2.20).

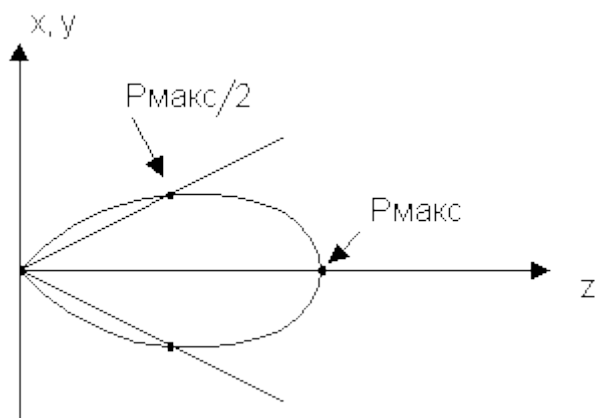


Рис. 2.20. Угловая расходимость излучения СИД

Угловая расходимость излучения СИД оценивается на уровне уменьшения мощности в пространстве в два раза ($P_{МАКС}/2$), что отмечено на рисунке точками на пересечении лучей и кривых распределения мощности. Для поверхностного СИД величины $\varphi_x \approx \varphi_y$ и могут составлять $110^\circ \dots 180^\circ$. Для СЛД величины φ_x и φ_y не равны и примерно составляют: $\varphi_x \approx 60^\circ$ и $\varphi_y \approx 30^\circ$. Внешняя квантовая эффективность светодиода показывает долю выводимой мощности излучения от полученной в результате спонтанной рекомбинации

$$\eta_{внеш} = P_{изл} / P_{рекомб} \quad (2.11)$$

Эта доля не превышает 2 – 10 %, что обусловлено большими потерями из-за рассеяния мощности внутри прибора и отражением фотонов на границе "полупроводник – воздух" и "полупроводник – световод" из-за различных показателей преломления полупроводника ($n = 3,5$) и среды ($n = 1,5$).

Из истории. Вскоре после создания полупроводниковых лазеров началось исследование "безрезонаторных" ЛД, привлекавших к себе внимание в качестве квантовых усилителей бегущей волны. В этих устройствах усиленное спонтанное излучение (суперлюминесценция) играет негативную роль, а именно, приводит к насыщению усиления и определяет уровень спонтанных шумов, т.е. ограничивает чувствительность и динамический диапазон усилителя.

Ранние исследования «безрезонаторных» ЛД в качестве источников излучения, привели к появлению так называемых суперлюминесцентных диодов (СЛД), которые базировались на GaAs - гомоструктурах. Позднее были созданы промышленные образцы СЛД на основе ДГС. СЛД, совмещающие в себе ряд достоинств инжекционных лазеров и светодиодов, являются оптимальными источниками излучения для ряда практических применений, в том числе для создания измерительных источников излучения в широком диапазоне длин волн излучения, характерном для полупроводниковых структур (330 - 1800 нм). Эти приборы обладают широкой спектральной полосой спонтанного излучения (до 170 нм), спектр которого ограничивается лишь распределением носителей заряда в валентной зоне и зоне проводимости, характерным для данных конфигурации и состава активных слоев полупроводниковой структуры, температуры и плотности тока инжекции. Полупроводниковые СЛД имеют малые размеры и низкую стоимость. Но при этом малая яркость, низкая эффективность ввода излучения в ОВ, сильные температурные зависимости как мощности, так и спектра излучения резко ограничивают возможности практического использования СИД в вышеуказанных областях. Как было указано выше, основным и уникальным в своём роде свойством СЛД является комбинация выходной мощности лазерного диода и ширины оптического спектра светодиода. Такое сочетание становится возможным благодаря широкому спектру усиления и высокому оптическому

усилению в соединениях InP, InAs, InSb, CdS, CdTe, PbTe, PbSe и наиболее распространённый из них GaAs.

По существу традиционный СЛД является оптимизированным лазерным усилителем бегущей волны с нулевыми коэффициентами отражения на торцах активного канала.

Основными параметрами, описывающими спектр излучения СЛД являются:

- Центральная, пиковая или медианная длины волн. (λ_c λ_p λ_m)
- Полуширина спектра $\Delta\lambda$ – параметр, равный ширине спектра взятой на половине его высоты. Этот параметр определяет длину когерентности L_c .
- Глубина остаточной спектральной модуляции модами Фабри-Перо, обусловленной неидеальностью (ненулевым отражением) граней СЛД.

Ширина спектра излучения в первую очередь зависит от ширины спектра усиления. Традиционные СЛД с «объемным» активным слоем имеют колоколообразную, слегка ассиметричную, близкую к гауссовой, форму спектра. Эти СЛД на основе двусторонней гетероструктуры (GaAl)As с раздельным ограничением (РО ДГС) с поперечно-одномоновым активным каналом шириной в единицы микрометров при выходной оптической мощности в десятки милливатт обладают шириной спектра излучения 15-20 нм в диапазоне 800 нм и до 30-40 нм для длин волн 1300 и 1550 нм (InGaAsP). Так как увеличение ширины спектра является одной из актуальных задач для измерительных источников, спектр «объемных» СЛД пытались уширить и были предложены несколько вариантов конструкции, например, «слоеный» СЛД с двумя активными слоями с различным составом. Но реальный прогресс начался после успешной демонстрации СЛД на базе структур с квантовыми ямами.

Использование гетероструктур с одной или несколькими квантовыми ямами или говоря по-другому однослойными и многослойными квантоворазмерными гетероструктурами (ОКРС и МКРС соответственно) немного искажают, но зато позволяют значительно уширить спектр усиления, что увеличивает полуширину спектра излучения. Уширение спектра усиления происходит благодаря высокой плотности состояний в квантоворазмерной гетероструктуре по сравнению с «объемными» гетероструктурами при тех же плотностях носителей. Когда в выходное излучение дают вклад переходы из различных энергетических подзон в активных слоях, то возникает дополнительное уширение спектра.

Например, в наиболее распространенных ОКРС на базе AlGaAs возможны переходы из двух состояний зоны проводимости. Значительное уширение спектра излучения до 100 нм может быть достигнуто в МКРС. Недостатком этих СЛД является двугорбая форма спектра излучения. На рис. 2.21 показаны типичные спектры СЛД с колоколообразной (шириной ~20нм) и двугорбой (шириной ~50нм) формами спектра.

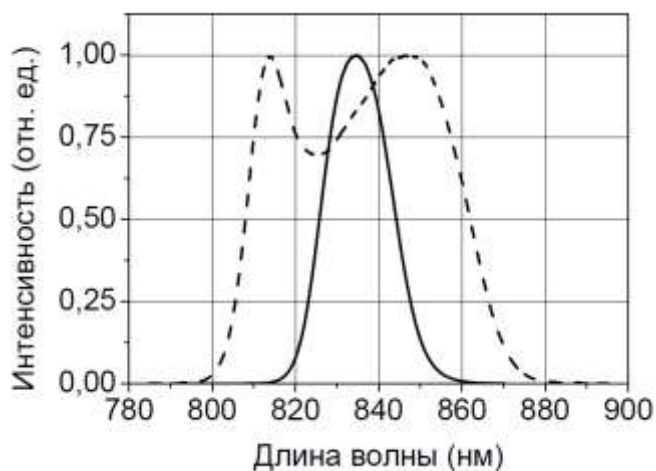


Рис. 2.21. Спектры СЛД с колоколообразной (сплошная линия) и двугорбой (пунктир) формами спектра

СЛД привлекательны в качестве измерительных источников излучения по следующим причинам:

- Ширина спектра излучения может достигать сотен нанометров.
- Высокая выходная мощность до сотен милливатт.
- Простой и эффективный ввод излучения в ОВ, в том числе в одномодовые до 30%-50% через сферическую и 60-70% через цилиндрическую линзу.
- Малые габариты чипа (порядка миллиметра) и светоизлучающего модуля (порядка сантиметра) с волоконным выходом.
- Срок службы порядка десятков тысяч часов.
- Сравнительно небольшая стоимость.
- Возможность создания СЛД в различных диапазонах оптического спектра, начиная с 400 и до 1800 нм.

Перечислим основные типы СЛД, доступных на сегодняшний день:

1. СЛД видимого диапазона с длинами волн 650-680 нм с шириной спектра излучения менее 10 нм и мощностью до 4 мВт на базе объемной гетероструктуры и с мощностью до 15 мВт на основе МКРС.

2. СЛД с длинами волн 750 – 900 нм на основе «объемных» и квантоворазмерных гетероструктур (КРС) в системах (AlGa)As и (InGa)As. обладают высокой мощностью до 100 и даже до 250 мВт. Широко доступны СЛД с шириной спектра до 50 нм и мощностью 30 мВт.

3. СЛД ближнего ИК диапазона 900- 1100 нм на основе КРС в системе (InGa)As имеют ширину спектра до 100-120 нм при мощности более 10 мВт из одномодового ОВ и до 60 мВт в при излучении в открытое пространство.

4. СЛД диапазона 1300- 1600 нм представлены десятками светоизлучающих модулей с шириной спектра до 100 нм и с мощностями до 100 мВт. Их основное назначение – метрология ВОСП.

Конструкции аналогичные СЛД могут быть использованы в качестве полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) бегущей волны, которые широко используются в ВОСП различного назначения. К главным достоинствам таких ПОУ относятся:

- «Чистое» однопроходное усиление (из одномодового ОВ в одномодовое) до 30 дБ;
- Спектральная полоса оптического усиления до сотен нанометров;
- Высокая выходная мощность (до 50 мВт из одномодового ОВ);
- Высокое быстродействие (порядка десятков фемтосекунд в линейном режиме);
- Малые габариты;
- Высокие эффективность и надёжность.

Наряду с обычными СЛД и светоизлучающими модулями с волоконным выходом на их основе получили широкое распространение комбинированные источники света, в которых оптические выходы 2-х или более широкополосных СЛД - модулей со смещенными спектрами объединяются с помощью широкополосных оптоволоконных разветвителей. Их главные достоинства – высокая яркость, очень широкий спектр и как следствие – экстремально низкая когерентность. Для примера на рис. 2.22 представлен спектр наиболее широкополосного из двухканальных комбинированных источников – BroadLighter D-890 отечественного производства.

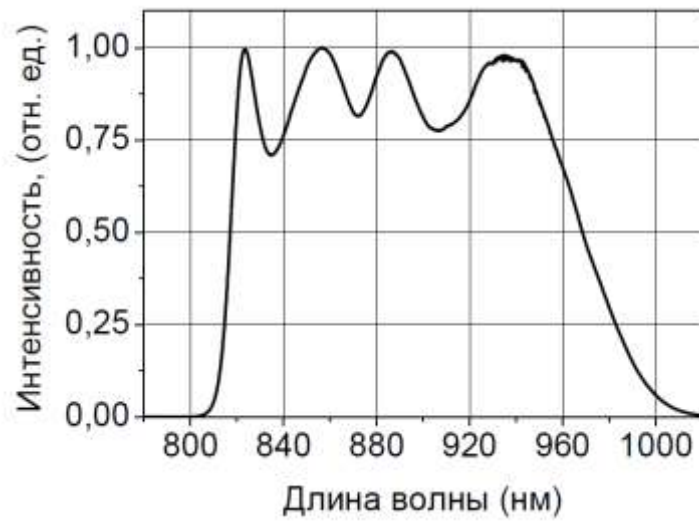


Рис. 2.22. Спектр излучения комбинированного источника BroadLighter-D-890

Лекция 3. Передающие устройства. Модуляторы.

3.1. Внутренняя модуляция оптических сигналов

Простейшим и наиболее распространенным способом модуляции ИИ является внутренняя модуляция изменением тока накачки через p - n переход СИД или ЛД. Может использоваться для аналоговых и цифровых ВОСП. При изменении тока изменяется выходная оптическая мощность ИИ. Это модуляция по интенсивности. Модуляционная характеристика $P(I)$ нелинейна. На рис. 3.1 показана структурная схема преобразователя входного напряжения $U_{вх}$ в оптическую мощность P , которая обеспечивает высокую линейность преобразования $P(I)$ а также повышает быстродействие этого преобразования. При использовании бинарной модуляции по интенсивности используют коды NRZ (без возврата к нулю) и RZ (с возвратом к нулю), которые показаны на рис. 5.2.

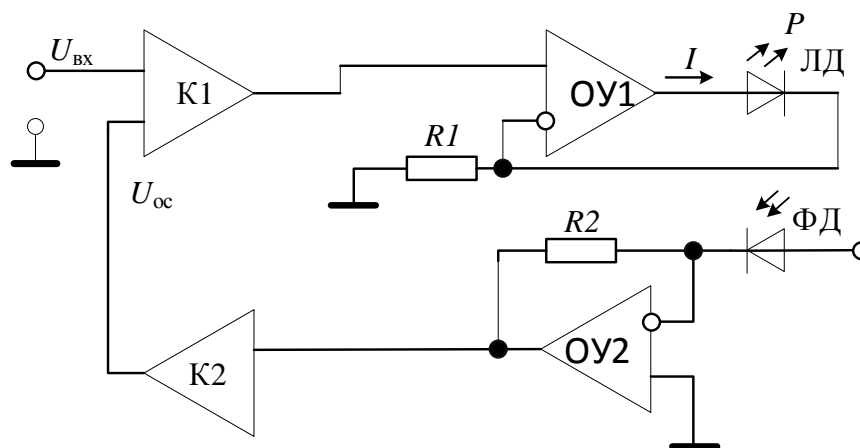


Рис. 3.1. Структурная схема преобразователя напряжения в оптическую мощность.

Одним из недостатков внутренней модуляции является паразитная частотная модуляция («чирпинг») излучения в ИИ, которая расширяет спектр излучения ИИ и увеличивает дисперсионные искажения.

3.2. Внешняя модуляция оптических сигналов

Известно, что оптическое излучение представляет собой поперечные электромагнитные волны, которые характеризуются амплитудой напряженности электрического поля, частотой, фазой и поляризацией. Поэтому принципиально возможными являются амплитудная, частотная, фазовая и поляризационная модуляция. Однако до появления на рынке сравнительно дешевых узкополосных когерентных полупроводниковых ИИ эти виды модуляции не выходили за пределы научно-исследовательских лабораторий. Такие источники появились и стали возможны перечисленные

виды модуляции. Были разработаны соответствующие демодуляторы и когерентные приемники модулированного излучения.

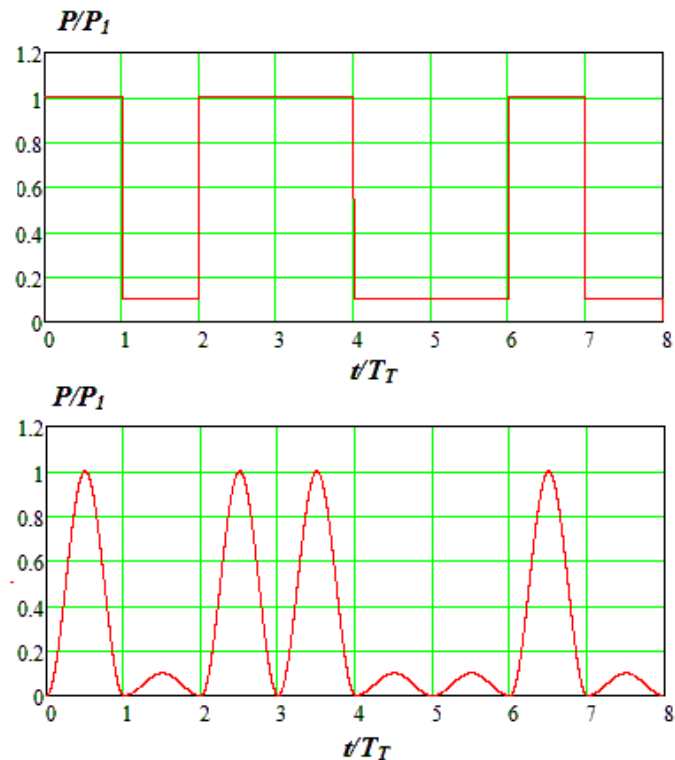


Рис. 3.2. Упрощенная форма сигнала на выходе передающего устройства при передаче двоичных сигналов с модуляцией по интенсивности с кодами NRZ и RZ.

Внешняя модуляция основана на следующих физических явлениях:

- Электрооптический эффект Поккельса – изменение параметров показателя преломления некоторых материалов (например, ниобата лития LiNbO_3) под действием электрического напряжения.
- Магнитооптический эффект Фарадея – вращение плоскости поляризации излучения в некоторых материалах (аморфных и кристаллических) под действием магнитного поля, создаваемого электрическим током.
- Акустооптический эффект – изменение параметров показателя преломления некоторых материалов под действием акустической (или механической) волны, создаваемой модулирующим сигналом (эффект Брэгга, эффект Рамана – Ната).
- Электроабсорбционный эффект Франца-Келдыша – изменение затухания в некоторых материалах под действием электрического поля.

Наиболее широкое применение в ВОСП получили электрооптический (ЭОМ), и электроабсорбционный (ЭАМ) модуляторы, которые используются при скоростях передачи от 2,5 Гбит/с до 100 Гбит/с и выше. Отметим, что использование внешней модуляции исключает «чирпинг» ИИ.

Рассмотрим принцип действия и конструкцию ЭОМ (рис. 3.3) на основе поперечного эффекта Поккельса [31] в анизотропных средах.

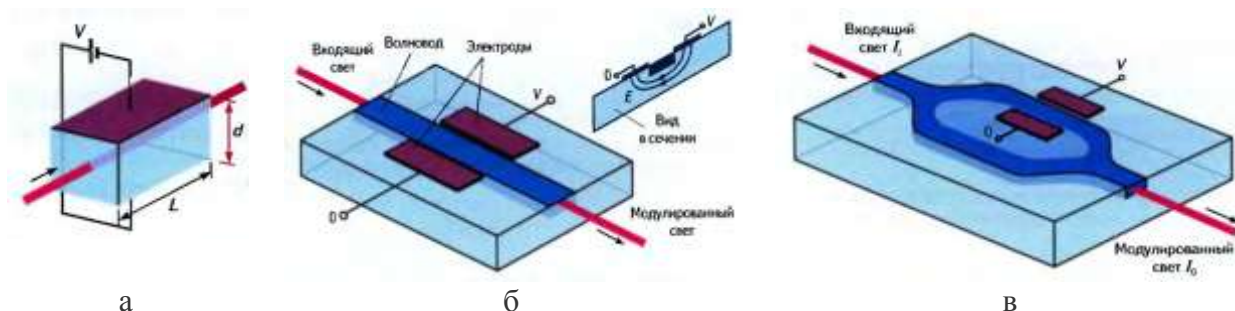


Рис.3.3. Упрощенные конструкции электрооптических фазовых модуляторов: объемная (а), в планарном ОВ (б) и на основе интерферометра Маха-Цендера (в).

Показатель преломления электрооптической среды $n(E)$ является функцией напряженности электрического поля E , которую можно разложить в ряд Тейлора. Учитывая только первый член в разложении, получим для $n(E)$ выражение

$$n(E) = n - 0.5 \cdot a_p \cdot n^3 \cdot E = n - 0.5 \cdot a_p \cdot n^3 \cdot V / d, \quad (3.1)$$

где a_p – постоянная Поккельса, V – напряжение, приложенное к ячейке Поккельса, d – расстояние между электродами.

При подаче на ячейку Поккельса (рис. 2.12а) прямоугольного напряжения с размахом ΔV и частотой следования f возникает дифференциальная фазовая модуляция с размахом изменения фазы

$$\Delta\varphi = \frac{\pi \cdot a_p \cdot n^3 \cdot \Delta V \cdot L}{\lambda_0 \cdot d}, \quad (3.2)$$

где L – длина взаимодействия электрического поля с проходящим излучением с длиной волны λ_0 .

Напряжение, при котором $\Delta\varphi = \pi$, называют полуволновым.

На рис. 3.3б показана конструкция интегрально-оптического ЭОМ, выполненного в виде планарного оптического волновода из ниобата лития (LiNbO_3). Такой ЭОМ может работать с частотами модуляции до 100 ГГц при полуволновых напряжениях порядка нескольких вольт.

Фазовая задержка сама по себе не влияет на интенсивность светового пучка. Однако фазовый модулятор (рис. 3.3в), помещенный в одно плечо интерферометра Маха-Цендера (ИМЦ), может действовать как модулятор интенсивности. Если входная интенсивность I_i в интерферометре делится пополам, то интенсивности выходящего I_o и входящего I_i света связаны следующим образом

$$I_0 = \frac{I_i + I_i \cdot \cos(\Delta\varphi)}{2} = I_i \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = I_i \cdot \cos^2\left(\frac{\pi \cdot a_p \cdot n^3 \cdot \Delta V \cdot L}{\lambda_0 \cdot d}\right) \quad (3.3)$$

При размахе модулирующего напряжения равном полуволновому обеспечивается 100% модуляция.

Рассмотрим принцип действия и конструкцию ЭАМ (рис. 3.4) на основе эффекта электропоглощения Франца-Келдыша в анизотропных средах.

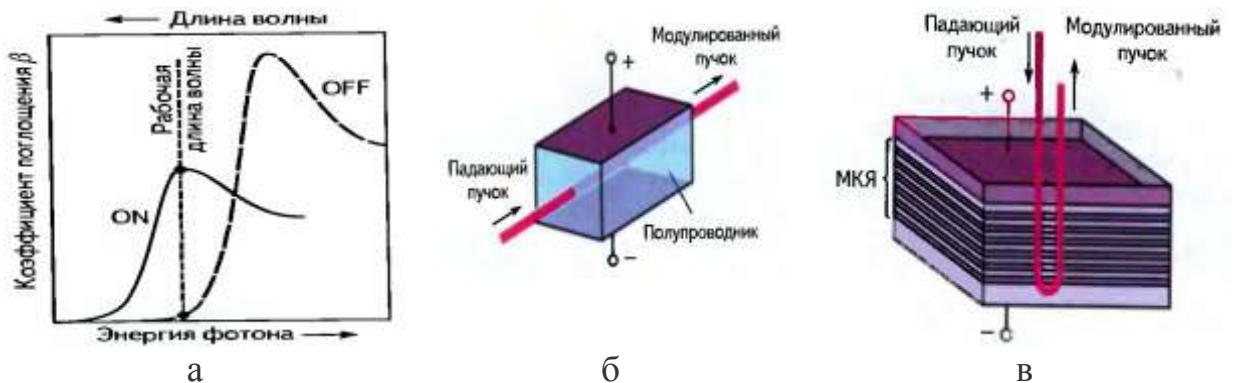


Рис. 3.4. Эффект электропоглощения (а) и конструкции ЭАМ: волноводная (б) и использований полупроводниковых структур с множественными квантовыми ямами (в).

Эффект Франца-Келдыша состоит в смещении спектра поглощения в сторону более длинных волн под действием напряженности электрического поля. На рис. 3.4а показаны спектры поглощения при выключенном (off) и включенном (on) электрическом поле. Видно, что на определенной длине волны можно получить большую глубину модуляции по интенсивности. Конструктивно ЭАМ может быть выполнен в виде планарного оптического волновода (рис. 3.4б). Однако можно повысить эффективность модулятора используя полупроводниковые структуры с множественными квантовыми ямами (рис. 3.4в). Достоинствами ЭАМ являются высокие скорости и глубина модуляции, малые управляющие напряжения, а также технологичность, позволяющая интегрировать модулятор с ЛД DFB и ЛД VCSEL.

При использовании модуляции сигнала по интенсивности для демодуляции используют фотоприемные устройства (ФПУ) с $p-i-n$ фотодиодами (ФД) или лавинными ФД. Более подробно ФПУ будут рассмотрены ниже.

При скоростях передачи до 10 Гбит/с преимущественно используются бинарные форматы модуляции по интенсивности. Если без изменения формата модуляции перейти к скорости передачи 40 Гбит/с, то требуемое отношение оптического сигнала к шуму возрастет в 4 раза (на 6 дБ), в 16 раз увеличатся требования к компенсации хроматической дисперсии (ХД), а

величина максимально допустимой поляризационно-модовой дисперсии (ПМД) уменьшится в 4 раза, сильнее будут проявляться нелинейные искажения в ОВ.

Для систем передачи со скоростями 40 Гбит/с и более разработаны новые форматы внешней модуляции, которые уменьшают ширину оптического спектра сигнала, увеличивают спектральную эффективность модуляции (SE), улучшают устойчивость к внутриканальным нелинейным эффектам в ОВ, к ХД и ПМД. В новых форматах используют многоуровневое кодирование с использованием комбинаций амплитудной, фазовой и поляризационной модуляций.

В улучшенных RZ форматах используется амплитудная модуляция, а фазовая модуляция служит для уменьшения нелинейных искажений и увеличения SE. В дифференциальных фазовых форматах (DPSK – Differential Phase Shift Keying) используется дополнительная амплитудная модуляция, которая служит для уменьшения «чирпа», возникающего из-за скачка фазы на границе между символами «1» и «0». Получили распространение двухуровневые DPSK и четырехуровневые DQPSK форматы с возвратом (RZ) и без возврата (NRZ) к нулю. Они имеют минимальные требования к отношению оптического сигнала к шуму (OSNR). Например, для фазового формата RZ DPSK оно должно составлять 11.1 дБ, по сравнению с 15.9 дБ для амплитудного формата NRZ ASK (Amplitude shift keying).

Для наглядного представления дискретных двухуровневых и многоуровневых амплитудных и фазовых форматов модуляции используют фазовые векторные диаграммы для двух ортогональных состояний поляризации, на которых вещественная ось I соответствует фазовому сдвигу 0, а квадратурная ось Q – сдвигу $\pi/2$. Длина вектора определяет амплитуду напряженности E , а угол поворота – его фазу. Часто сами вектора на диаграмме не показывают, а оставляют только точки соответствующие вершинам векторов. Для каждой из двух плоскостей, соответствующих двум ортогональным состояниям линейной поляризации, может быть построена своя фазовая диаграмма. На реальной фазовой диаграмме положение вершины каждого вектора случайным образом занимает определенную область неопределенности за счет шумов и помех. Соотношение между радиусом неопределенности и расстояниями между вершинами векторов определяют вероятности ошибок. В таблице 3.1 приведены диаграммы для нескольких форматов модуляции. Каждый из рассмотренных видов модуляции может иметь формат NRZ или RZ.

Таблица 3.1. Векторные (фазовые) диаграммы для различных форматов модуляции.

№	Формат модуляции	Фазовые диаграммы для ориентации вектора E вдоль осей	
		x	y
1	Амплитудная бинарная модуляция ASK (Amplitude Shift Keying) или OOK (On Off Keyng)		
2	Дифференциальная бинарная фазовая модуляция DPSK (Diferential Phase Keying)		
3	Дифференциальная четырехуровневая фазовая модуляция DPSK (Quaternary Diferential Phase Keying)		
4	Восьмиуровневая квадратурная амплитудная модуляция 8 QAM (Quadrature Amplitude Modulation). Сочетание амплитудной и фазовой модуляции		
5	Сочетание двухуровневой поляризационной и четырехуровневой фазовой модуляций DP QPSK (Dual Polarization QPSK)		

Отметим, что для рассмотренных фазовых диаграмм определяющим является взаимное расположение вершин векторов на окружностях, а положение осей не меняет формата модуляции.

В большинстве случаев для демодуляции сигналов с новыми форматами модуляции используются когерентные способы приема с использованием опорного источника оптического излучения, но в ряде случаев могут использоваться более простые методы демодуляции, например для фазовых форматов PSK. На рис. 3.5а показаны бинарные сигналы NRZ DPSK. Там же показана фазовая диаграмма такого сигнала, показывающая, что сигналы логической «1» и «0» имеют одинаковую мощность, а фазы отличаются на 180 градусов. Для приема таких сигналов, может использоваться демодулятор, т.е. преобразователь фазовой манипуляции в амплитудную. Он представляет собой ИМЦ (рис. 3.3в), в одно из плеч которого вместо фазового модулятора включено устройство задержки на время, равное тактовому интервалу ВОСП. После интерферометра сигналы с одинаковыми фазами складываются, а сигналы в противофазе подавляются, в результате сигналы с фазовой манипуляцией приобретают модуляцию по интенсивности (рис. 3.5б) и могут регистрироваться простым энергетическим ФПУ.

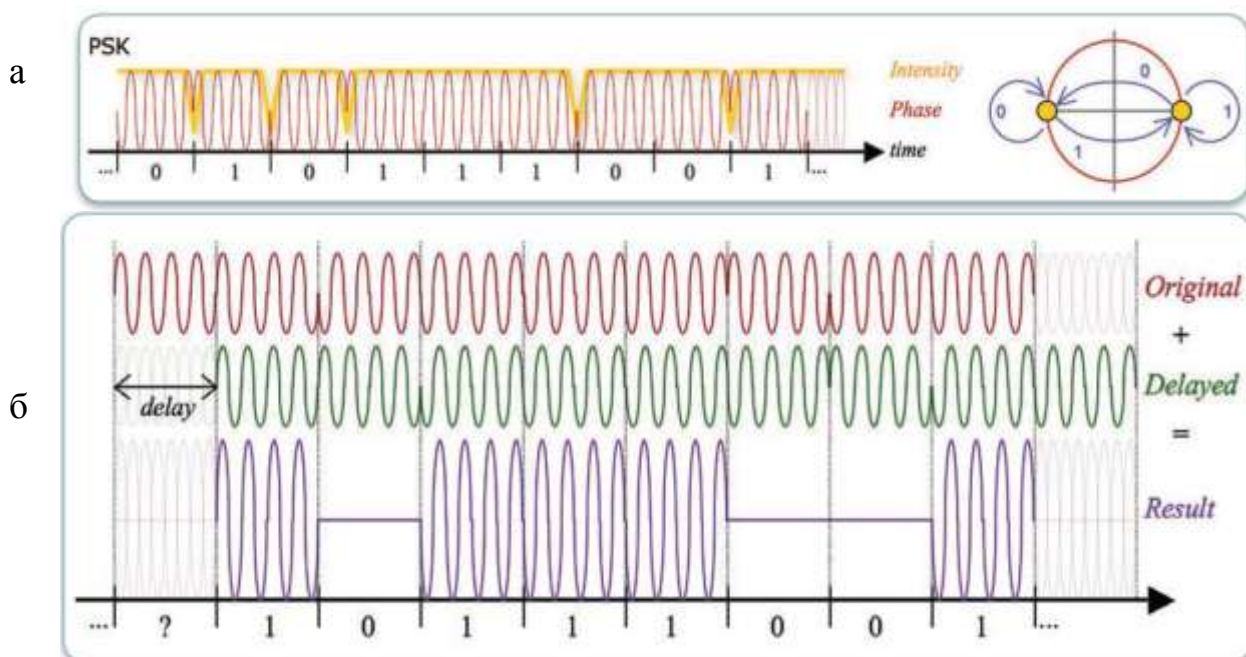


Рис. 3.5. Временные и фазовые диаграммы сигнала NRZ DPSK (а) и преобразование фазовой модуляции в амплитудную (б).

Одним из наиболее успешных современных форматов модуляции (рис. 3.6а) является DP QPSK, который использует два ортогональных состояния поляризации E_x и E_y , а также четыре состояния фазы, отличающихся на $\pi/2$. Схема передающего устройства (рис. 3.6б) содержит одночастотный лазер, излучение которого разделяется в поляризационном сплиттере PBS1 (polarized beam splitter) поровну между двумя ортогональными линейными поляризациями. Каждая поляризация поступает на свой квадратурный

модулятор (QPSK) на основе ИМЦ, который в каждой из двух ветвей также имеет ИМЦ с фазовым модулятором, а в одной из них дополнительно фазовращатель на $\pi/2$. В результате сигнал на выходе каждого квадратурного модулятора имеет одно из четырех значений фазы (табл. 3.1). Далее фазомодулированные сигналы с ортогональными поляризациями объединяются PBS2.

Каждый символ переносит 4 бита информации по 2 бита на каждой поляризации, что позволяет в 4 раза уменьшить скорость модулирующих сигналов, подаваемых на модуляторы, со 100 Гбит/с до 25 Гбит/с. Сигнал передающего устройства будет иметь скорость 25 Гбод. Реально скорости передачи будут выше на 10-15% за счет использования линейных кодов, корректирующих ошибки FEC (Forward Error Correction). При интервале между каналами 50 ГГц и скорости 100 Гбит/с эффективность составит $SE=4$ бит/с/Гц.

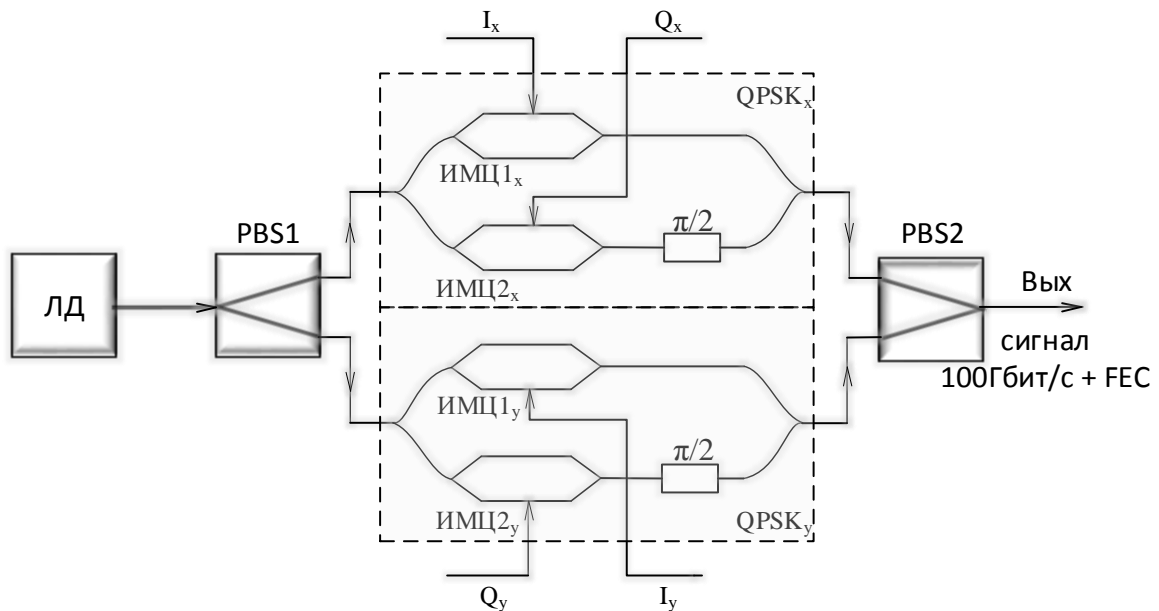


Рис. 3.6. Упрощенная схема передающего устройства с кодом DP QPSK.

4. Приемные устройства. Демодуляторы.

4.1. Общие сведения

В фотоприемных устройствах (ФПУ) ВОСП происходит преобразование оптических сигналов в электрические и первичная обработка электрических сигналов. К характеристикам ФПУ предъявляют следующие основные требования:

- высокая эффективность преобразования оптических сигналов в электрические (высокая чувствительность на рабочей длине волны),
- высокое быстродействие,
- низкий уровень шумов,
- стабильность характеристик при изменении параметров окружающей среды (температуры, влажности, давления и пр.),
- высокая надежность, большой срок службы,
- низкая стоимость.

Основным элементом ФПУ является фотоприемник (ФП) или фотодетектор, где происходит преобразование оптического излучения в электрический сигнал. ФП можно разделить на 2 основные группы:

- фотонные или квантовые ФП, работа которых основана на внешнем или внутреннем фотоэффекте¹: поглощенные кванты падающего света непосредственно преобразуются в носители электрических зарядов. К квантовым ФП относятся фотоэлементы и фотоэлектронные умножители - вакуумные приборы, работа которых основана на внешнем фотоэффекте, а также полупроводниковые фотодиоды, работающие на внутреннем фотоэффекте.
- тепловые ФП, в которых оптическое излучение сначала преобразуется в тепло, которое изменяет температуру приемника, обладающего каким либо термоэлектрическим эффектом. Различают болометрические (болометрический эффект – изменение сопротивления материала (тонкой металлической или полупроводниковой пленки) при изменении температуры) и термоэлектрические ФП (эффект возникновения термоЭДС на контактах двух металлов).

В ВОСП в настоящее время используются только квантовые ФП – фотодиоды (ФД).

4.2. Фотодиоды

4.2.1. Физические процессы в фотодиодах

Работа ФД основана на явлении внутреннего фотоэффекта - поглощении оптического излучения материалом полупроводника, сопровождающемся генерацией подвижных носителей заряда.

Рассмотрим физические процессы в ФД. В отсутствие оптического излучения он ведет себя как обычный *p-n*-переход, подробно рассмотренный в лекции 5. В области перехода возникает зона с малой концентрацией свободных носителей заряда (обедненная область), в которой действует электрическое поле. Ширина приграничного слоя в *n*- и *p*-области зависит от степени легирования этих областей и в общем случае неодинакова.

Физические процессы, протекающие в ФД при облучении его светом, носят обратный характер по отношению к процессам, происходящим в полупроводниковых излучателях, которые также представляют собой диодные структуры. Таким образом, появляются пары свободных носителей (электроны и дырки), движение которых создает фототок – ток через переход.

Фототок имеет две составляющие - диффузионную и дрейфовую. Дрейфовый ток обусловлен силами, которые действуют со стороны электрического поля на элементарные заряды.

¹ Фотоэффектом называют возникновение свободных носителей заряда под воздействием оптического излучения. Различают внешний и внутренний фотоэффекты. Под внешним фотоэффектом понимают фотоэмиссию, то есть вызванную падающим светом эмиссию электронов из фотокатода, например, вакуумной лампы. Внутренним фотоэффектом называется поглощение оптического излучения с генерацией подвижных носителей заряда в полупроводниках.

Диффузионный ток обусловлен градиентом концентрации носителей заряда. Диффузионные процессы значительно более инерционны по сравнению с дрейфовыми. Если пара носителей заряда возникает вне обедненной зоны, то она локально изменяет концентрацию свободных носителей заряда, что приводит к диффузии зарядов, направленной на выравнивание их концентрации. Из-за большой инерционности диффузионных процессов желательно, чтобы фотоны поглощались именно в обедненной зоне. Если же пара электрон - дырка возникает на расстоянии от обедненной зоны, превышающем длину диффузии, то вероятность ее рекомбинации будет близка к единице и, следовательно, поглощенный фотон не даст вклада в фототок $I_{\text{ф}}$. Длина диффузии – это расстояние, на которое в среднем перемещается электрон до его рекомбинации (он не может бесконечно долго находиться в возбужденном состоянии, то есть эта величина связана со временем его жизни в зоне проводимости).

Поскольку желательно, чтобы генерация происходила в основном в обедненной зоне, к ФД прикладывают обратное напряжение, а также увеличивают эту зону при разработке конструкции ФД. Ширина обедненного слоя зависит от концентрации легирующих примесей. Чем меньше концентрация примесей, тем шире обедненный слой. Поэтому концентрацию примесей снижают (обычно в n -слое) до такой степени, что его уже можно считать собственным i -слоем. Для того чтобы получить в кремнии обедненный слой толщиной 30- 50 мкм при умеренных величинах обратного напряжения смещения (10-20 В), плотность донорных примесей в i -слое должна быть $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (обычная концентрация примесей в n -слое составляет $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$). К этому слаболегированному высокоомному слою добавляют еще низкоомный n -слой с нормальной степенью легирования и получают известную p - i - n структуру.

Длина волны оптического излучения ограничена сверху явлением, которое называют красной границей фотоэффекта. Для того чтобы электрон под воздействием фотона перешел из валентной зоны в зону проводимости, фотон должен обладать достаточно большой энергией (не меньше ширины запрещенной зоны W_g). Фотоны с недостаточной энергией $h\nu$ (меньше ширины запрещенной зоны) не вызывают фотоэффекта. Можно определить пороговую длину волны $\lambda_{\text{пор}}$ – максимальную длину волны излучения, при которой еще наблюдается фотоэффект. Эта длина волны соответствует квантам света с энергией, равной ширине запрещенной зоны W_g :

$$\lambda_{\text{пор}} = \frac{hc}{W_g} = \frac{1.24}{W_g}, \quad (4.1)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, коэффициент 1.24 имеет размерность [мкм эВ].

Величины W_g и $\lambda_{\text{пор}}$ для ряда используемых на практике полупроводниковых материалов приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Материал	Si	Ge	GaAs	$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-x}$
W_g , эВ	1.1	0.72	1.43	1.43-0.36	1.35-0.36
$\lambda_{\text{пор}}$, мкм	1.1	1.7	0.87	0.87-3.44	0.92-3.44

Другая граница фоточувствительности, со стороны коротких длин волн, обусловлена очень сильным поглощением излучения вблизи поверхности образца полупроводника.

4.2.2. Вольтамперная характеристика фотодиода

На рис. 4.1 показано семейство вольтамперных характеристик ФД при разных значениях падающей на него мощности излучения P . Семейство вольтамперных характеристик описывается выражением¹

¹ Первый член в этом выражении аналогичен выражению (6.8) для ВАХ p - n перехода. Единственное отличие заключается в том, что в (6.8) входит коэффициент рекомбинации. Пока непонятно, нужен он в этой формуле или нет.

$$I = I_0 \cdot \left(\exp \frac{U \cdot e}{kT} - 1 \right) - S \cdot P = I_T + I_\phi, \quad (4.2)$$

где U – напряжение смещения, e – заряд электрона, S – чувствительность ФД по току, I_0 – тепловой ток (обратный ток насыщения), I_T – темновой ток, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура p-n перехода.

Ток I_0 сильно зависит от температуры, как мы уже знаем из лекции 5, его принято характеризовать температурой удвоения T_y . Если известно значение этого тока для температуры T_0 , то для другой температуры T его значение можно рассчитать по выражению

$$I_0(T) = I_0(T_0) \cdot 2^{\Delta T / T_y}, \quad (4.3)$$

где $\Delta T = T - T_0$, $T_y = 8^\circ\text{C}$ для кремниевого и 5°C для германиевого ФД.

Первый член в (4.2) описывает темновой ток (ток в отсутствие оптического излучения), второй член представляет собой фототок.

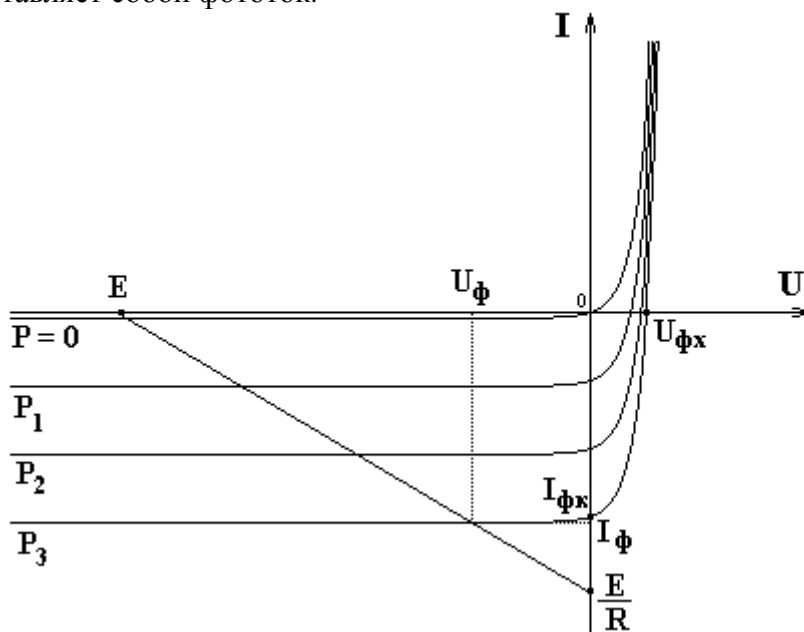


Рис. 4.1. Вольтамперные характеристики ФД

4.2.3. Схемы включения фотодиодов

В простейшем случае ФД можно непосредственно подключить к входу усилителя напряжения с высоким входным сопротивлением (рис. 4.2а), который усиливает напряжение U_ϕ , величина которого равна

$$U_\phi = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{I_\phi}{I_0} + 1 \right]. \quad (4.4)$$

Такая схема получила название фотовольтаическая.

В этой схеме ток через фотодиод не течет, напряжение $U_{\text{вых}} = K \cdot U_\phi$, где K – коэффициент усиления усилителя напряжения. Фотодиод работает в режиме холостого хода, напряжение на нем равно $U_{\phi х}$. Поскольку ток равен нулю, нагрузочная кривая на вольтамперной характеристике совпадает с осью U .

По вольтамперной характеристике ФД можно определить ЭДС холостого хода $U_{\phi х}$ (рис. 4.1). Недостатком этой схемы является нелинейная связь между фототоком, а, следовательно, и оптической мощностью и выходным напряжением.

В другом случае (рис. 4.2б) ФД подключается к входу УФТ, выполненного на основе операционного усилителя и резистора R в цепи отрицательной обратной связи. Такая схема называется трансимпедансной, так как ее коэффициент передачи, равный отношению выходного напряжения к входному току имеет размерность сопротивления (импеданса). Она имеет очень

низкое входное сопротивление и напряжение на ФД практически равняется нулю. Это соответствует режиму короткого замыкания.

В этой схеме напряжение на фотодиоде равно нулю, напряжение $U_{\text{ВЫХ}} = -I_{\text{Ф}}R$. Фотодиод работает в режиме короткого замыкания, через него течет ток $I_{\text{ФК}}$. Поскольку напряжение равно нулю, нагрузочная прямая на вольтамперной характеристике совпадает с осью I .

По вольтамперной характеристике ФД можно определить ток короткого замыкания $I_{\text{ФК}}$.

Достоинствами трансимпедансной схемы включения являются высокая линейность преобразования оптической мощности в выходное напряжение, а также исключение шума темнового тока, который в этой схеме отсутствует (на вольтамперной характеристике при отсутствии смещения $U=0$ темнового тока нет).

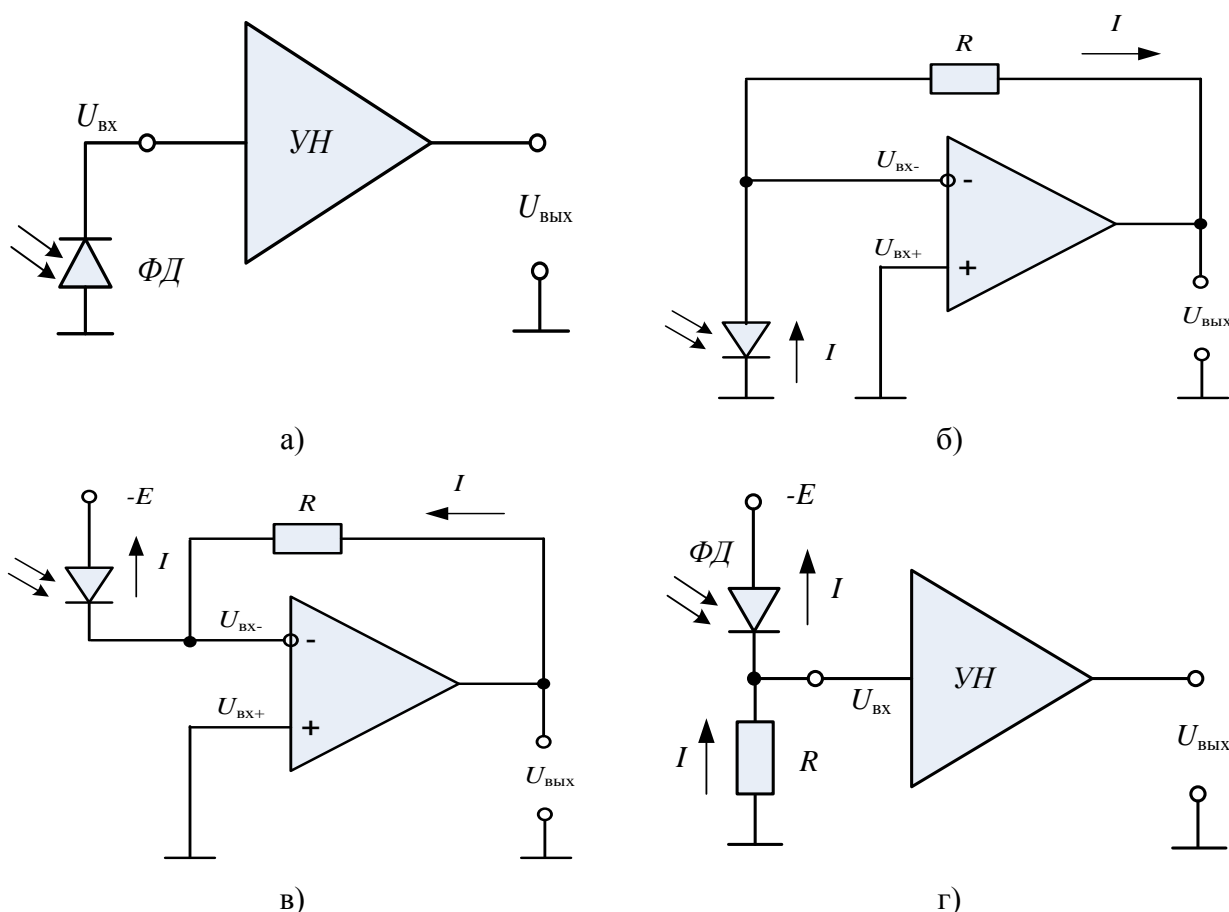


Рис. 4.2 Схемы включения ФД

На практике, однако, ФД в ВОСП почти всегда работают в режиме с обратным напряжением смещения (рис. 4.2в и г). Как будет показано ниже, в таких схемах существенно выше быстродействие ФД. В этих схемах также возрастает квантовый выход ФД и существенно расширяется полоса пропускаемых им частот.

Схема на рис. 4.2в является другой разновидностью трансимпедансной схемы на рис 4.2б. Она отличается от схемы рис 4.2б только наличием обратного смещения ФД. ФД по переменному току также работает в режиме короткого замыкания.

В этой схеме напряжение на фотодиоде равно E , напряжение $U_{\text{ВЫХ}} = (I_{\text{Г}} - I_{\text{Ф}})R$. Поскольку напряжение равно E , нагрузочная прямая на вольтамперной характеристике параллельна оси I и пересекает ось U в точке $U = E$.

В схеме рис. 4.2г используется УН с высоким входным сопротивлением, а для преобразования фототока во входное напряжение УН используется резистор R . При таком включении существенное значение имеют: входные сопротивление и емкость УН.

В этой схеме $U_{\text{ВЫХ}} = -K_{\text{У}}(I_{\text{Г}} + I_{\text{Ф}})R$. Нагрузочная прямая показана на рис. 4.1.

По семейству ВАХ (по точкам их пересечения с нагрузочными кривыми) можно определить зависимость выходного электрического сигнала (фототока) от входного оптического.

4.2.4. Эквивалентная схема фотодиода с входной цепью

Эквивалентная схема для переменного тока (рис. 4.3) отрицательно смещенного ФД при слабых сигналах включает в себя генераторы фототока $I_{\phi} = S \cdot P$ и шумового $I_{ш}$ тока, шунтирующую проводимость G_D , сопротивление R_s и емкость перехода C_D .

Шунтирующая проводимость G_D имеет небольшую величину, которая соответствует наклону вольтамперной характеристики при отрицательном смещении. Ее можно определить по вольтамперной характеристике ФД (рис.4.4б)

$$G_D = \frac{\Delta I_{\phi}}{\Delta U}.$$

Сопротивление резистора R_s определяется объемным сопротивлением полупроводника и контактов и обычно не превышает 10 Ом.

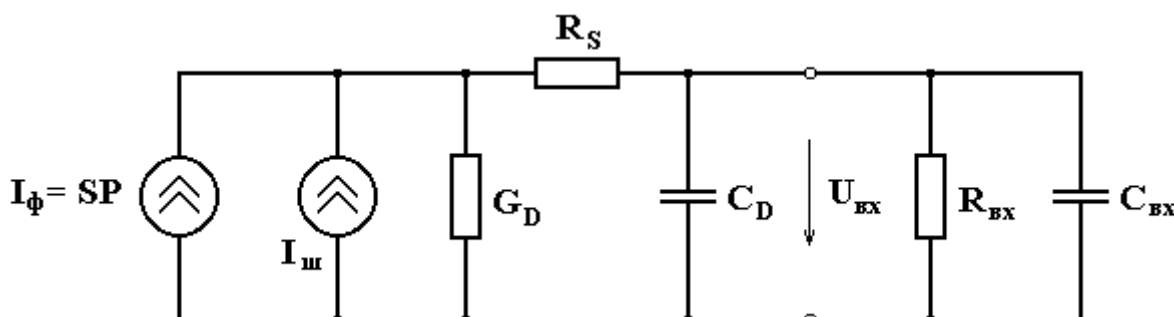


Рис. 4.3 Эквивалентная схема ФД с входной цепью

К емкости перехода C_D параллельно подключена входная емкость $C_{вх}$ усилителя фототока, которая включает в себя также емкость монтажа. При разумной конструкции ФПУ суммарная емкость $C_D + C_{вх}$ обычно не превышает нескольких пФ.

В первом приближении при $R_s \ll R_{вх}$ быстродействие фотоприемного устройства (ФПУ) определяется постоянной времени

$$\tau = R_{вх} \cdot (C_D + C_{вх}) \quad (4.6)$$

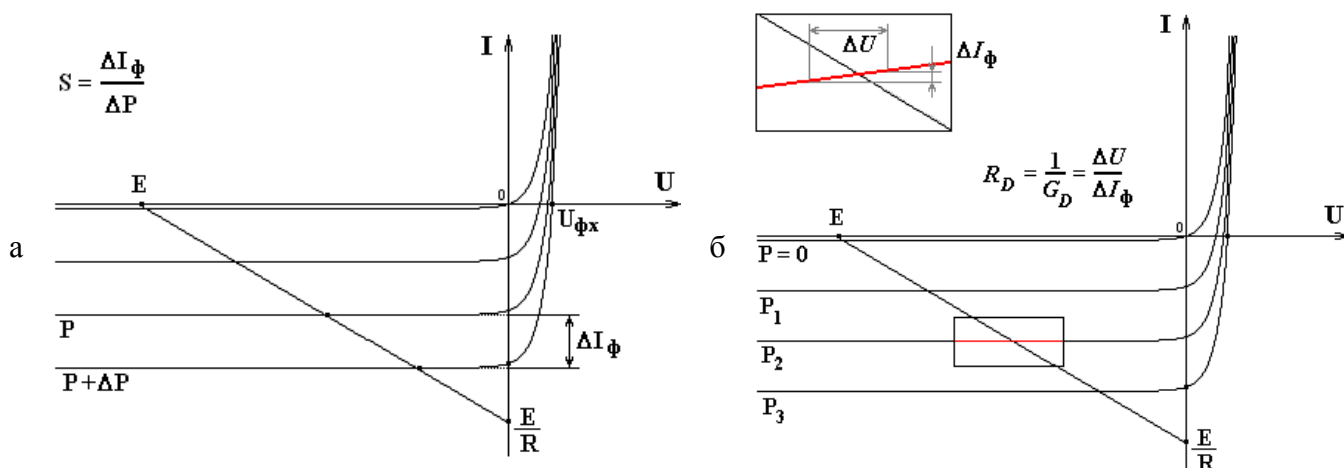


Рис. 4.4. Определение параметров эквивалентной схемы ФД по семейству ВАХ

Шумовой ток складывается из двух составляющих дробового и теплового токов. Их математические ожидания равны 0, среднеквадратические отклонения (СКО) можно определить по выражениям:

$$\sigma(I_{dp}) = \sqrt{2e(I_{\phi} + I_T) \cdot \Delta f} \quad \text{и} \quad \sigma(I_m) = \sqrt{\frac{4k \cdot T \cdot \Delta f}{R_{ex}}},$$

где Δf - полоса пропускания всего ФПУ, которая должна удовлетворять условию

$$\Delta f \leq \frac{I}{2\pi \cdot R_{ex} (C_D + C_{ex})}.$$

Для СКО полного шумового тока можно записать

$$\sigma(I_u) = \sqrt{\left[2e(I_{\phi} + I_T) + \frac{4kT}{R_{ex}} \right] \cdot \Delta f}.$$

Запишем выражение для отношения сигнала к шуму

$$SN = 10 \cdot \lg \left\{ \frac{S \cdot P}{\sqrt{\left[2e(S \cdot P + I_T) + \frac{4k \cdot T}{R_{ex}} \right] \cdot \Delta f}} \right\}.$$

На рис. 4. представлены результаты расчетов отношения сигнала к шуму в зависимости от входной оптической мощности для различных скоростей передачи при наибольшей возможной величине сопротивления R_{ex} .

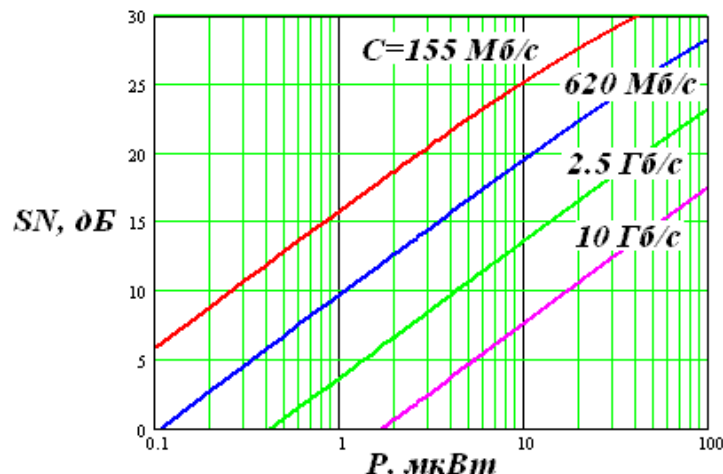


Рис.4.5. Зависимость отношения сигнала к шуму от входной оптической мощности

Для схемы 4.2а R_{ex} бесконечно велико, для схем 4.2б и 4.2в – равно 0, в схеме 4.2г – равно R .

Если мощность излучения, падающего на фотодиод изменяется медленно (низкоскоростные сигналы), то влиянием емкостей можно пренебречь и считать, что $U_{вх} = I_{вх} \cdot R_{ex} = S \cdot P \cdot R_{ex}$ (проводимость Gd обычно мала, значит ее сопротивление велико, и она не влияет на $U_{вх}$ (кроме схемы 4.2а, где ее сопротивление наоборот мало)).

Если мощность излучения, падающего на фотодиод изменяется быстро (высокоскоростные сигналы), емкости будут влиять на $U_{вх}$ (при мгновенном возрастании мощности излучения фототок будет нарастать по экспоненте, что связано с зарядом емкостей, а при мгновенном уменьшении мощности излучения – уменьшаться по экспоненте, так как емкости будут разряжаться), внося инерционность и снижая быстродействие. С этой точки зрения емкости должны быть как можно меньше.

Многие параметры эквивалентной схемы ФД можно определить, используя семейство ВАХ (рис. 4.1): чувствительность (рис. 4.4а), темновой ток, дифференциальное сопротивление (рис. 4.4б) при выбранных напряжении питания (для схем на рис. 4.2в и 4.2г) и сопротивлении нагрузки (для схемы на рис. 4.2г).

4.2.5. Особенности лавинных фотодиодов

Наиболее чувствительные ФД работают при уровнях мощности входного излучения единицы-десятки нВт (для различных скоростей передачи информации). Таким образом, фототок равен нескольким единицам - десяткам нА. Такие слабые токи трудно усиливать в усилителе фототока (УФТ) без внесения дополнительного шума. Желательно использовать какой-нибудь физический механизм для увеличения фототока перед усилением в УФТ. Возможно использование оптического усиления или лавинного умножения фототока в самом ФД. Механизм лавинного умножения реализован в конструкции лавинных фотодиодов (ЛФД).

Если обратное напряжение смещения U_d увеличено до значения, близкого к пробивному $U_{пр}$, то ускоренные электрическим полем носители заряда могут приобрести энергию, равную энергии ионизации, и выбить другие носители заряда, которые в свою очередь ускоряются электрическим полем и ионизируют другие атомы. Этот процесс приводит к тому, что концентрация носителей лавинно нарастает. Одна электронно-дырочная пара может привести к образованию десятков, сотен или даже больше вторичных пар. В результате получим эффективное усиление выходного тока фотодиода в M раз.

Для фототока ЛФД справедливо

$$I_{\phi} = S \cdot M \cdot P + I_{mл}, \quad (4.7)$$

где $I_{mл}$ – темновой ток с учетом лавины.

Темновой ток ЛФД в режиме лавинного умножения $I_{mл}$ существенно превышает темновой ток I_m того же ЛФД при напряжении питания недостаточном для наступления лавины. Увеличение темнового тока приводит к увеличению шумового тока ЛФД.

Зависимость коэффициента лавинного умножения M от напряжения питания ЛФД U_d может быть представлена в виде

$$M = \left[1 - \left(\frac{U_d}{U_{пр}} \right)^{\Delta} \right]^{-1}, \quad (4.8)$$

где $U_{пр}$ – пробивное напряжение, при котором $M \rightarrow \infty$, Δ - эмпирический коэффициент, принимающий значение от 2 до 6. Обычно он не превышает 3.

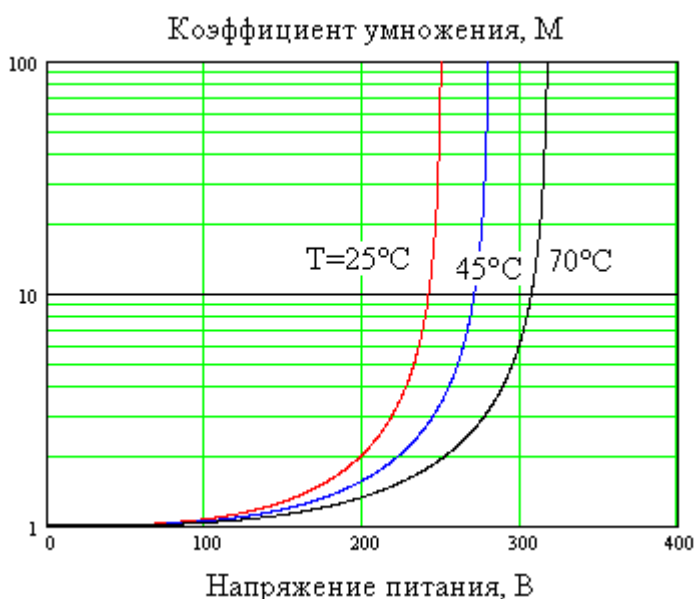


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента лавинного умножения от напряжения питания для кремниевого ЛФД

Изменения температуры окружающей среды T_p приводят к изменениям пробивного напряжения $U_{пр}$ и эмпирического коэффициента Δ

$$U_{пр} = U_{пр0} + U_{пр1}(T_p - T_0) \\ \Delta = \Delta_0 + \Delta_1(T_p - T_0), \quad (4.9)$$

где $U_{пр0}$, Δ_0 – пробивное напряжение и эмпирический коэффициент при температуре T_0 , $U_{пр1}$, Δ_1 – температурные коэффициенты пробивного напряжения и эмпирического коэффициента.

На рис. 4.5 показана зависимость коэффициента лавинного умножения от напряжения питания при различных температурах. Из рисунка видна необходимость стабилизации температуры и управления напряжением питания ЛФД для стабилизации коэффициента лавинного умножения M .

Это серьезный недостаток ЛФД, тем не менее, это иногда возмещается повышенной чувствительностью, обусловленной умножением носителей.

Далее при рассмотрении конкретных схем подключения ЛФД к УФТ будет показано, что для достижения максимального отношения сигнала к шуму необходимо устанавливать оптимальное значение коэффициента лавинного умножения.

В конструкции ЛФД также необходимо добиться максимальной квантовой эффективности, и высказанные ранее для $p-i-n$ ФД требования к конструкции остаются существенными. Однако простая $p-i-n$ -структура непригодна для ЛФД. Область максимального поля, где развивается лавинное умножение, должна быть ограничена очень тонким слоем. Она должна быть отделена от области поглощения оптического излучения, толщина которой порядка глубины поглощения ($\sim 1/\alpha$), а электрическое поле должно быть достаточным для поддержания высокой скорости дрейфа носителей. С этой целью между i и n слоями в $p-i-n$ структуре добавляют p -слой, где и происходит лавинное умножение (рис. 4.6).

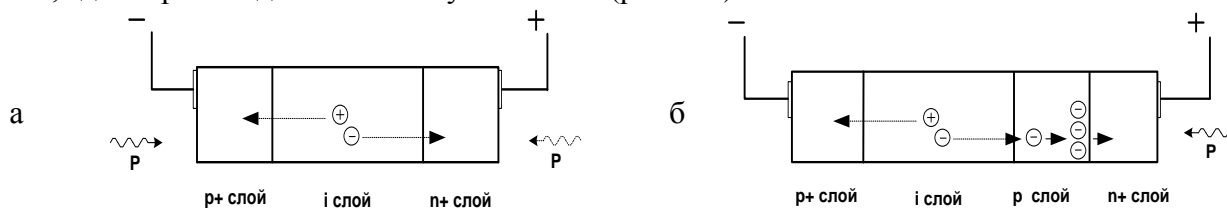


Рис. 4.6. Структура ФД: (а) - $p-i-n$ ФД, (б) - ЛФД

Кроме того, важно, чтобы умножение носителей в сечении освещенной регистрируемым излучением площади оставалось однородным. Должны использоваться высококачественные материалы практически без дефектов и дислокаций, в противном случае образующиеся локальные повышения напряженности электрического поля приведут к образованию преждевременной лавины.

В конструкции ЛФД предусматриваются особые меры, обеспечивающие равномерный лавинный режим по всей площади перехода за счет исключения локальных дефектов. Коэффициент умножения кремниевых ЛФД достигает нескольких сотен, а в германиевых ЛФД – нескольких десятков. Напряжение пробоя для кремниевых ЛФД обычно составляет 100-300 В, а для германиевых 20-60 В.

4.2.6. Основные параметры фотодиодов

Основные параметры и характеристики ФД, включая ЛФД, можно подразделить на несколько групп: оптические, электрооптические, электрические и эксплуатационные.

К *оптическим* характеристикам относятся: размеры (площадь) и форма фоточувствительной площадки (оптического окна) с учетом согласующих оптических устройств, а также направление оптической оси. Можно также говорить о форме и размерах входной апертуры (апертурной диафрагмы), а также об угловой апертуре, которая характеризуется максимальным углом по отношению к оптической оси ФД для падающих на оптическое окно лучей. Важной оптической характеристикой также является коэффициент отражения и его возможная зависимость от длины волны. В своей совокупности перечисленные характеристики должны позволить определить долю поглощенной ФД мощности в зависимости от длины волны и параметров источника излучения.

К *электрооптическим* характеристикам относятся: интегральная и монохроматическая чувствительности, квантовая эффективность, зависимость монохроматической чувствительности от длины волны, пороговая длина волны, быстроедействие, линейность, собственные шумы. В совокупности с оптическими характеристиками электрооптические характеристики позволяют определить зависимость выходного электрического сигнала ФД от спектрального состава, средней длины волны, временной зависимости входного оптического сигнала.

Интегральная чувствительность ФД может быть определена для источников излучения определенного типа, например, источника белого света (солнца), для которого известно распределение интенсивности излучения по спектру. Монохроматическая чувствительность определяется для излучения определенной длины волны. Очень важной характеристикой ФД является спектральная зависимость монохроматической чувствительности.

К *электрическим* характеристикам относятся те, которые характеризуют ФД, как элемент электрической цепи. ФД может характеризоваться рассмотренными в п.п. 4.2.2-4.2.4 вольтамперными характеристиками (ВАХ) и параметрами эквивалентной электрической схемы при выбранных режимах его работы.

Для ЛФД важной характеристикой является зависимость коэффициента лавинного умножения и темнового тока от напряжения питания и температуры.

Прочие характеристики: зависимости параметров ФД от внешних воздействий: температуры, давления, влажности, механических воздействий и т.п., эксплуатационные, надежность, массогабаритные и другие - ничего специфического («фотоприемного») не содержат.

Основной характеристикой ФД является его **чувствительность по току** S (А/Вт), представляющая собой зависимость приращения фототока ΔI_ϕ от приращения оптической мощности ΔP :

$$\Delta I_\phi = -S \cdot \Delta P . \quad (4.10)$$

$I_\phi = -S \cdot P$, то есть $\Delta I_\phi = I_{\phi 1} - I_{\phi 2} = -S \cdot P_1 + S \cdot P_2 = -S \cdot \Delta P$. С другой стороны из равенства $I_\phi = -S \cdot P$ следует, что $S = -I_\phi / P$.

Еще одним важным параметром ФД является его **квантовая эффективность** или **квантовый выход** η , которую можно определить как отношение числа рождающихся в секунду электронов n_ε к потоку падающих на ФД фотонов n_ϕ в секунду

$$\eta = \frac{n_\varepsilon}{n_\phi} = \frac{I_\phi / e}{P_0 / h\nu} = \frac{S \cdot h \cdot \nu}{e} = \frac{S \cdot h \cdot c}{e \cdot \lambda} , \quad (4.11)$$

$$\text{где } P_0 = n_\phi \cdot h\nu - \text{мощность падающего излучения}, \quad (4.12)$$

$I_\phi = n_\varepsilon \cdot e$ - фототок, возникающий в ФД под действием оптической мощности P_0 .

Поглощенная в материале ФД и вызывающая фототок мощность $P_{\text{погл}}$ будет меньше падающей P_0 , так как излучение частично отражается от границы раздела воздух-полупроводник, и не полностью поглощается в материале полупроводника. Полагая, что поглощение в основном происходит в i -слое, для поглощенной мощности можно записать:

$$P_{\text{погл}} = P_0 \cdot (1 - R) \cdot [1 - \exp(-\alpha w)], \quad (4.13)$$

где R - коэффициент отражения от поверхности фотодетектора, α - коэффициент поглощения, w - толщина i -слоя, в котором происходит поглощение падающей мощности (рис. 4.7).

Таким образом, число фотонов, поглощенных в материале ФД, будет равно:

$$n_{\phi \text{ погл}} = \frac{P_{\text{погл}}}{h\nu} = n_\phi \cdot (1 - R) \cdot [1 - \exp(-\alpha w)] \quad (4.14)$$

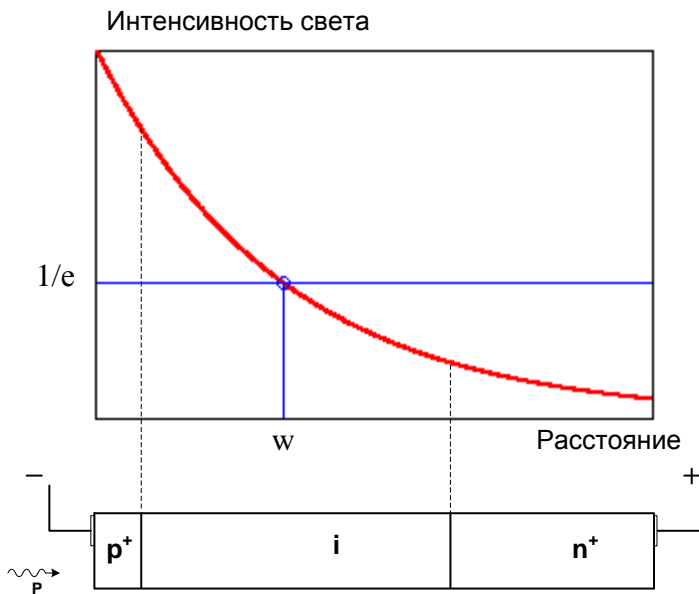


Рис. 4.7. Изменение интенсивности света в фотодиоде

го надо увеличивать поглощение в i -слое, т.е. увеличивать произведение αw .

К уменьшению квантовой эффективности в реальном ФД приводит объемная рекомбинация уже возникших под действием квантов света носителей заряда. При этом они не успевают внести свой вклад в фототок. Вероятность объемной рекомбинации вне i -слоя выше, поэтому при разработке конструкции ФД принимаются меры для увеличения доли света поглощенного в i -слое, где сильное электрическое поле разделяет образовавшуюся пару носителей и уменьшает время пролета носителей. Поглощение света вне обедненной зоны также приводит к ухудшению быстродействия ФД за счет меньшей напряженности электрического поля.

Чтобы уменьшить отражение света от границы полупроводник - воздух, обычно на поверхность наносят прозрачную диэлектрическую пленку толщиной в четверть длины волны. Для эффективного подавления отраженного сигнала необходимо, чтобы коэффициенты отражения от двух поверхностей антиотражающей пленки были бы одинаковы, если пренебречь поглощением света в пленке. Для нормального падения на поверхность пленки условие подавления отраженного сигнала будет иметь вид

$$r = \frac{n_n - n_0}{n_n + n_0} = \frac{n_d - n_n}{n_d + n_n}, \quad (4.18)$$

где n_0 , n_n , n_d – показатели преломления среды, из которой приходит излучение на вход ФП, диэлектрической пленки и материала ФП, соответственно.

Из последнего выражения найдем оптимальный показатель преломления пленки, который составляет

$$n_n = \sqrt{n_0 \cdot n_d}. \quad (4.19)$$

Полагая, что показатель преломления ФП из $ArGa$, $n_d=4$, $n_0=1$ (воздух) получим $n_n=2$. Таким показателем преломления обладает пленка нитрида кремния Si_3N_4 . На практике часто более удобна тонкая кварцевая пленка ($n=1.46$), которая заметно увеличивает пропускание оптического излучения.

Важнейшим параметром ФД является его быстродействие. Предельная скорость отклика фотодетектора p - i - n -типа определяется временем пролета носителей через обедненный слой. В случае кремниевого детектора, где для получения высокого квантового выхода при длинах волн 0,8- 0,9 мкм необходима область дрейфа толщиной ~ 50 мкм, типичное значение времени отклика составляет $\sim 0,5$ нс. Для получения большего быстродействия приходится поступаться

Можно ввести понятие внутренней квантовой эффективности, как отношение числа рождающихся в секунду электронов n_e к потоку поглощенных в i -слое фотонов $n_{\text{фпогл}}$ в секунду:

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{n_e}{n_{\text{фпогл}}} = \frac{I_{\text{ф}}/e}{P_{\text{погл}}/W_g} \quad (4.15)$$

Из (4.11), (4.14) и (4.15) можно получить выражение для квантовой эффективности:

$$\eta = \eta_{\text{вн}} \cdot (1 - R) \cdot [1 - \exp(-\alpha w)] \quad (4.16)$$

Квантовая эффективность не может превышать единицу. Для увеличения квантовой эффективности необходимо уменьшать потери на отражение от входной поверхности ФД и долю поглощенного в i -слое излучения. Для это

квантовым выходом. Другое ограничение скорости отклика это постоянная времени входной цепи (4.6).

По сравнению с *p-i-n*-ФД быстродействие ЛФД меньше, поскольку образовавшиеся в них носители (электроны) должны сначала дрейфовать в область с сильным электрическим полем (слой, где происходит лавинное умножение), а после окончания процесса лавинного умножения носители противоположного знака (дырки) должны дрейфовать обратно. Поэтому полное время дрейфа носителей в ЛФД примерно вдвое выше, а, следовательно, быстродействие вдвое ниже, чем в *p-i-n*-диодах. Еще одно ограничение скорости отклика ЛФД обусловлено природой процесса лавинного умножения и определяется величиной произведения коэффициента умножения на ширину полосы частот¹, которая имеет порядок 200 ГГц. Этот эффект связан со временем, которое необходимо для развития лавинного процесса. Количественно быстродействие характеризуется временем нарастания (спада) импульса.

Линейность обратно смещенного *p-i-n* ФД достаточно высока. Его выходной ток пропорционален падающей мощности при изменении ее на 6 порядков. ЛФД линейны в сравнительно узком диапазоне мощностей падающего света, от долей нВт, до нескольких мВт.

В таблице 4.2 приведены основные параметры кремниевых, германиевых и гетероструктурных *p-i-n* ФД.

Таблица 4.2

Материал	Si	Ge	In _{0,53} Ga _{0,47} As	In _{0,7} Ga _{0,3} As _{0,6} P _{0,4}
Диапазон спектральной чувствительности, мкм	0.4-1.1	0.6-1.65	1.2-1.6	1.2-1.4
Площадь фоточувствительного окна, см ²	10 ⁻²	10 ⁻⁵	н/д	н/д
Диаметр фоточувствительного окна, мм	н/д	н/д	0.06-2	0.06-2
Темновой ток, нА	1-100	100-1000	1	1
Быстродействие, нс	< 1	0.1	0.1	0.1

Параметры некоторых серийно выпускаемых отечественных фотодетекторов приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3.

Технические характеристики	Фотодиоды			Лавинные фотодиоды		
	ФД-252			ФД-317Л		
Материал полупроводника	Si	InGaAsP	InGaAs	Si	Ge	Ge
Диапазон спектральной чувствительности, нм	400-1100	1200-1400	1200-1600	400-1100		
Рабочая длина волны, нм	850	1300	1550	850	1300	1550
Рабочее напряжение, В	24	5 (10)	5 (10)	70 - 400	30 - 50	30 - 50
Токовая чувствительность, А/Вт	0,35	0,6 - 0,8	0,6 - 0,8	50	8 - 10	8 - 10
Темновой ток, нА	10	1 - 5	0,1 - 1			
Емкость, пФ	5	1	1	2	< 2	< 2
Время нарастания, спада, нс	5	0,15-0,3	0,1 - 0,2	< 2	0,3/0,6	0,5/0,7
Плотн. шум. тока, А·Гц ^{-0,5}				5·10 ⁻¹³	5·10 ⁻¹²	5·10 ⁻¹²

4.2.7. Источники шума ФД

В ФПУ могут использоваться *p-i-n* ФД и ЛФД. Дискретный характер фототока приводит к возникновению **дробового**² **шумового тока**. Ток через переход – это количество преодолев-

¹ Если t - время пролета носителей через i -область и слой лавинного умножения, то полоса примерно равна $1/t$. Отметим, что время пролета носителей через слой лавинного умножения во время формирования лавины меньше, чем при напряжении питания, недостаточном для наступления лавины. Это связано с тем, что при ударной ионизации электрон, выбивающий другие электроны, сам теряет скорость и ему требуется дополнительное время, чтобы под действием сильного электрического поля вновь разогнаться.

² Дробовой шум нормально распределен и является белым, то есть его спектральная плотность не зависит от частоты сигнала, кроме низкочастотных сигналов, где проявляются избыточные шумы:

ших потенциальный барьер зарядов в единицу времени. Оно неодинаково в каждый момент времени, что приводит к небольшим беспорядочным отклонениям фототока от его среднего значения. Вклад в дробовой шум может вносить также фоновая засветка ФД, которая также создает фототок.

Дробовой шум - основной источник шума для р-і-п ФД (на низких частотах к нему присоединяются избыточные шумы¹). В ЛФД к дробовым шумам добавляются **шумы лавинного умножения**. Поэтому, если учитывать только шумы фотоприемника, то по отношению сигнала к шуму ЛФД проигрывает р-і-п ФД. Далее под термином ФД будем понимать ЛФД с коэффициентом умножения M и р-і-п ФД, у которого $M=1$.

Для среднеквадратического значения $\sigma(I_{ш})$ шумового тока ФД, обусловленного дробовыми шумами и шумами лавинного умножения в полосе частот Δf справедливо [1,2]

$$\sigma^2(I_{ш}) = 2e \left[M^2 F(M) \cdot (I_{\phi} + I_{my}) + I_{mn} \right] \Delta f, \quad (4.20)$$

где I_{my} - умножаемая часть темнового тока, I_{mn} - неумножаемая часть темнового тока, F - шум-фактор или коэффициент шума лавинного умножения, который можно определить по формуле Макинтайра [2]:

$$F(M) = M \cdot \left[1 - (1-k) \cdot \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (4.21)$$

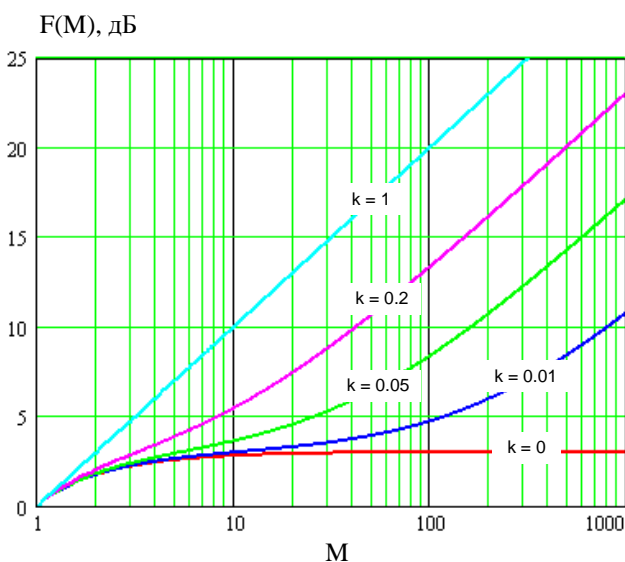


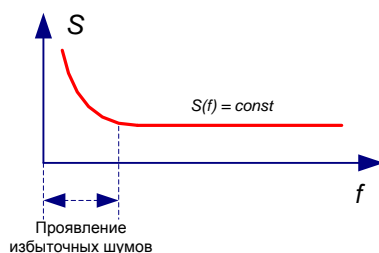
Рис. 4.8. Зависимость коэффициента шума от коэффициента лавинного умножения.

где k - коэффициент, зависящий от свойств материала полупроводника (для Si $k = 0.05-0.1$, для Ge - k близко к 1). На рис. 4.8 приведены результаты расчетов $F(M)$ при различных k .

Для р-і-п ФД и для ЛФД при напряжении питания, недостаточном для наступления лавины, и при котором можно считать $M = 1$, темновой ток составляет $I_m = I_{my} + I_{mn}$.

Как видно из (4.20) при очень малых сигналах при $I_{\phi} < I_m$, дробовой шум вызывается именно темновым током, поэтому желательно, чтобы он был как можно меньше. Именно темновым током в первую очередь определяются предельные возможности ФД по обнаружению слабых потоков излучения при отсутствии засветок.

Зная темновой ток I_m , коэффициент лавинного умножения M и чувствительность S ФД, а также требуемую полосу ФПУ Δf , связан-



¹ Избыточные шумы проявляются при наличии у сигнала постоянной составляющей. Природа их до конца не изучена. Известно, что при измерении среднеквадратической плотности шума наблюдается ее неограниченное возрастание при снижении частоты. Это приводит к неопределенности измерений сигналов с постоянной составляющей. Борьба с избыточными шумами можно путем введения модуляции.

ную со скоростью передачи $C = 2\Delta f$, можно определить величину пороговой мощности ФД $P_{\text{пор}}$, которой соответствует отношение сигнала к шуму равное 1.

$$\sigma(I_{\text{оп}}) = \sqrt{2e(M^2 F(M) \cdot I_{\text{Ty}} + I_{\text{Th}}) \Delta f} = S \cdot M \cdot P_{\text{пор}} \quad (4.22)$$

$$P_{\text{пор}} = \frac{\sqrt{2e(M^2 F(M) \cdot I_{\text{Ty}} + I_{\text{Th}}) \Delta f}}{S \cdot M} \quad (4.23)$$

На рис. 4.9 показаны зависимости пороговой мощности ЛФД, выраженной в логарифмических единицах, от величины коэффициента лавинного умножения при различных I_{Ty} , $S=0.7$ А/Вт и $B=1$ Мбит/с.

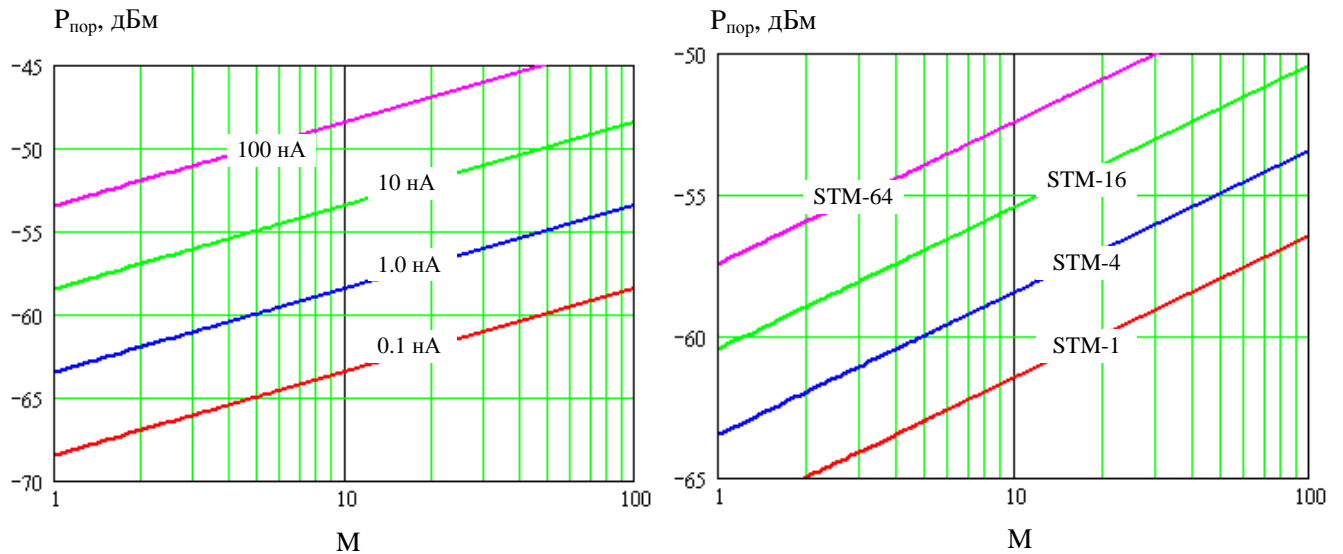


Рис. 4.9. Зависимость пороговой мощности ЛФД от коэффициента лавинного умножения: слева - для STM-4 при разных темновых токах, справа - для темнового тока 1 нА для разных систем STM.

Из рис. 4.9 видно, что использование лавинного умножения только увеличивает пороговую мощность, которая минимальна для р-і-п ФД. Следует также отметить, что единичному отношению сигнал/шум соответствует очень большая вероятность ошибки, которая не пригодна для систем передачи.

Отметим еще раз, что рассчитанное значение $P_{\text{пор}}$ учитывает дробовые шумы и шумы лавинного умножения. Ниже будет проанализирована величина пороговой мощности для всего ФПУ, ограниченная также тепловыми шумами и шумами усилителя фототока.

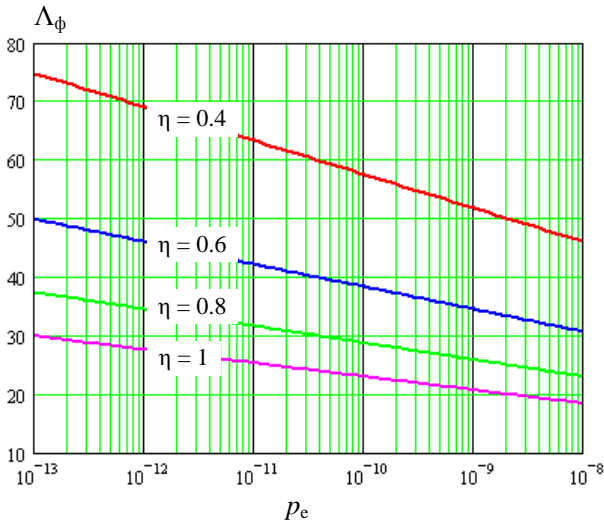


Рис. 4.10. Зависимость необходимого количества фотонов Λ_ϕ на тактовый интервал Δt от вероятности ошибки

фотоэлектронов, равна:

$$p(n) = \frac{\Lambda^n e^{-\Lambda}}{n!} . \quad (4.22)$$

Считая, что для безошибочного приема сигнала достаточно даже одного фотоэлектрона, можно вычислить вероятность ошибки, как вероятность того, что за тактовый интервал Δt не будет зарегистрировано ни одного фотоэлектрона:

$$p_e = p(0) = e^{-\Lambda} . \quad (4.23)$$

Из (4.23) и (4.21) можно получить выражение для расчета необходимого количества фотонов Λ_ϕ на тактовый интервал Δt для обеспечения определенной вероятности пропуска сигнала

$$\Lambda_\phi = -\frac{\ln(p_e)}{\eta} \quad (4.24)$$

На рис. 4.10 показана зависимость $\Lambda_\phi(p_e)$ рассчитанная по (4.24) при различных значениях квантовой эффективности η .

Из (4.20) и (4.24) можно найти пороговую мощность ФД, ограниченную квантовой природой оптического излучения (идеальная модель оптической системы связи):

$$P_{\text{пор}} = \frac{\Lambda_\phi \cdot h\nu}{\Delta t} = -\frac{h\nu}{\eta} \cdot C \cdot \ln(p_e), \quad (4.25)$$

где $C = 1 / \Delta t$ – скорость передачи.

Результаты расчетов приведены на рис. 4.11 и получены при следующих исходных данных: $p_e = 10^{-10}$, $\eta = 0.8$.

Дискретный характер потока излучения (движение фотонов) также приводит к возникновению дробового шумового тока. Он обусловлен статистической природой излучения света. Этот вид шумов называют также **квантовыми шумами**.

Среднее число фотонов в падающем на поверхность ФД потоке излучения за время тактового интервала Δt равно:

$$\Lambda_\phi = \frac{P(t) \cdot \Delta t}{h\nu} \quad (4.20)$$

Тогда среднее число образующихся за тактовый интервал Δt фотоэлектронов будет равно:

$$\Lambda = \eta \cdot \Lambda_\phi . \quad (4.21)$$

Вероятность того, что при воздействии на ФД когерентного излучения за тактовый интервал Δt на его выходе будет зарегистрировано n

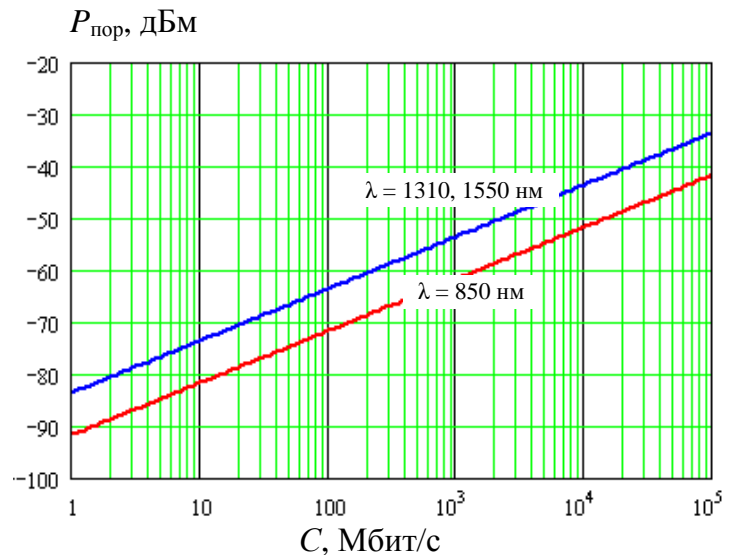


Рис. 4.11. Зависимость пороговой мощности ФД, ограниченной квантовыми шумами источника излучения

4.3. Фотоприемные устройства прямого детектирования

4.3.1. Обобщенная схема фотоприемного устройства

Все фотоприемные устройства (ФПУ) можно разделить на:

- ФПУ прямого детектирования, то есть непосредственного преобразования оптического излучения в электрический сигнал (энергетический прием),
- ФПУ со смешением оптических сигналов на фотодетекторе (когерентный прием).

В настоящее время в ВОСП в основном используются ФПУ с прямым детектированием оптических сигналов. Им мы и будем уделять основное внимание.

Обобщенная структурная схема ФПУ прямого детектирования приведена на рис. 4.12. Она включает оптический усилитель (ОУ), фотодетектор (ФД), усилитель фототока (УФТ), корректор (КОР) и усилитель напряжения (УН) с автоматической регулировкой усиления (АРУ). Некоторые элементы, например ОУ, могут отсутствовать. Их принцип действия и параметры мы рассмотрим позже.

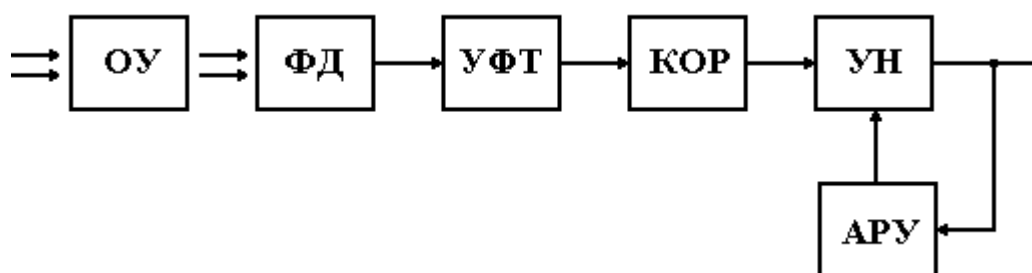


Рис. 4.12. Обобщенная структурная схема ФПУ.

ОУ позволяет повысить чувствительность ФПУ, если основными источниками шумов являются ФД и УФТ.

ФД преобразует принимаемый оптический сигнал в электрический ток, пропорциональный мощности оптического сигнала. Следующий за ФД УФТ усиливает фототок и преобразует его в напряжение такой величины, при которой шумы последующих цепей практически не влияют на отношение сигнал/шум. Для компенсации искажений, возникших при распространении оптического сигнала по волокну и во входной цепи ФПУ (ФД вместе со входом УФТ), устанавливается корректирующая цепь (КОР), которая представляет собой электрический фильтр. УН усиливает сигнал до требуемых величин для дальнейшей обработки сигнала. Назначение КОР в цифровых ВОСП - максимизировать отношение сигнал/шум на входе регенератора электрических сигналов. В аналоговых ВОСП назначение КОР - восстановить первоначальную форму аналогового сигнала. В ФПУ часто используют схему АРУ, которая компенсирует изменения затухания линейного тракта, изменения мощности излучателя, изменение параметров ФД (особенно лавинных ФД), УФТ и УН.

4.3.2. Трансмпедансный оптоэлектронный преобразователь

Рассмотрим трансмпедансную схему подключения ФД к УФТ (рис. 4.2в), в качестве которого используется операционный усилитель (ОУ) с большим коэффициентом передачи K_y (для идеального ОУ $k_y \rightarrow \infty$) и постоянной времени τ_y с резистором R в цепи обратной связи. Фактически такая схема является преобразователем тока в напряжение. Упрощенная эквивалентная схема такого преобразователя показана на рис. 4.13.

Она включает источник фототока I_ϕ (сигнал), источник дробового тока с учетом шумов лавины для ЛФД I_{dp} , источник теплового шума I_m , среднеквадратическое значение которого можно определить по выражению

$$\sigma(I_T) = \sqrt{\frac{4kT \cdot \Delta f}{R}}, \quad (4.26)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, K ,
 $R = \frac{R_{ex}}{1 + R_{ex} \cdot G_D}$. Обычно $R_{ex} G_D \ll 1$ и можно полагать, что $R = R_{ex}$.

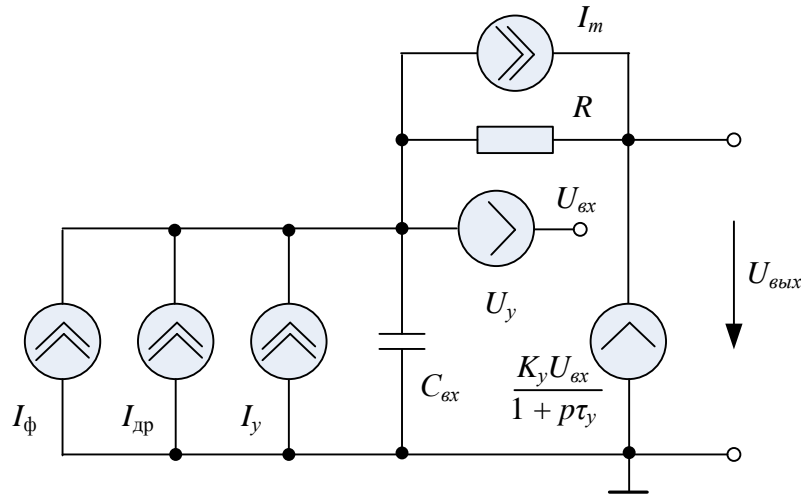


Рис. 4.13. Упрощенная эквивалентная схема ФД с УФТ при использовании трансимпедансного усилителя

Шумовые свойства УФТ на эквивалентной схеме можно представить двумя независимыми шумовыми генераторами со спектральной плотностью тока I_y^2 и напряжения U_y^2 . Для численных расчетов напряжения шума необходимы данные о шумовых параметрах усилителей. Мы можем разделить все усилители на два класса: усилители с входным каскадом на биполярном транзисторе и усилители с входным каскадом на полевом транзисторе¹.

Определим примерные спектральные плотности шумов усилительных каскадов на биполярном и полевом транзисторах, приведенные к входу усилителя и пригодные для численных оценок.

1. Биполярный транзистор. Пусть коэффициент усиления по току $\beta = 100$, ток коллектора $I_k = 50$ мкА. Тогда квадрат напряжения шума, приведенного к входу усилителя,

$$U_y^2 = \frac{2 \cdot (kT)^2}{q \cdot I_k} \quad (4.27)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град – постоянная Больцмана; T – температура, К; $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона. При комнатной температуре $T = 300$ К получим: $U_y^2 = 4.28 \cdot 10^{-18}$ В²/Гц.

Квадрат шумового тока, приведенного к входу усилителя:

$$I_y^2 = \frac{2 \cdot q \cdot I_k}{\beta} \quad (4.28)$$

При тех же исходных данных получаем $I_y^2 = 1.6 \cdot 10^{-25}$ А²/Гц.

2. Полевой транзистор. Пусть крутизна преобразования $g_m = 10$ мА/В, ток затвора $I_3 = 10^{-9}$ А, коэффициент токораспределения $\Gamma = 0.7$. Тогда квадрат напряжения шума, приведенного к входу усилителя:

$$U_y^2 = \frac{4 \cdot kT \cdot \Gamma}{g_m} \quad (4.29)$$

Производя вычисления, получим: $U_y^2 = 1.6 \cdot 10^{-18}$ В²/Гц.

¹ Операционный усилитель состоит из нескольких усилительных каскадов на транзисторах. Наибольший вклад в шум вносит входной каскад, так как его шум усиливается всеми последующими каскадами.

Квадрат шумового тока, приведенного к входу усилителя:

$$I_y^2 = 2 \cdot q \cdot I_s. \quad (4.30)$$

При тех же исходных данных получаем $I_y^2 = 3.2 \cdot 10^{-28} \text{ A}^2 / \text{Гц}$.

Анализ показывает, что при $K_y \gg 1$ коэффициент передачи схемы для входных источников тока (сигнала и шума) на НЧ равен

$$K_n = \frac{U_{\text{вых}}}{I_{\text{вх}}} = R, \quad (4.31)$$

а амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) имеет вид (рис. 4.14а)

$$K_I(\omega) = \frac{U_{\text{вых}}}{I_{\text{вх}}} = \frac{R}{\sqrt{\left(1 + \omega^2 \frac{\tau_y \cdot RC}{K_y}\right)^2 + \omega^2 \cdot \left(\frac{\tau_y \cdot RC}{K_y}\right)^2}} \quad (4.32)$$

и соответствует двухзвенному ФНЧ с полосой пропускания на уровне 0.707

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{K_y}{\tau_y \cdot \tau_\phi}} \quad (4.33)$$

Анализ показывает, что коэффициент передачи для источника шумового напряжения ОУ равен 1, а частотная характеристика имеет вид (рис. 4.14б)

$$K_u(\omega) = \frac{U_{\text{вых}}}{U_y} = \frac{\sqrt{1 + \omega^2 (RC)^2}}{\sqrt{\left(1 + \omega^2 \frac{\tau_y RC}{K_y}\right)^2 + \frac{\omega^2 (\tau_y + RC)^2}{K_y^2}}}. \quad (4.34)$$

Из рис. 4.14б видно, что частотная характеристика передачи напряжения шумов имеет резонансный характер.

На рис. 4.14 приведены результаты расчетов частотных характеристик при следующих исходных данных: $K_y = 10^5$, $C = 1 \text{ пФ}$, $\tau_y = 10 \text{ мкс}$.

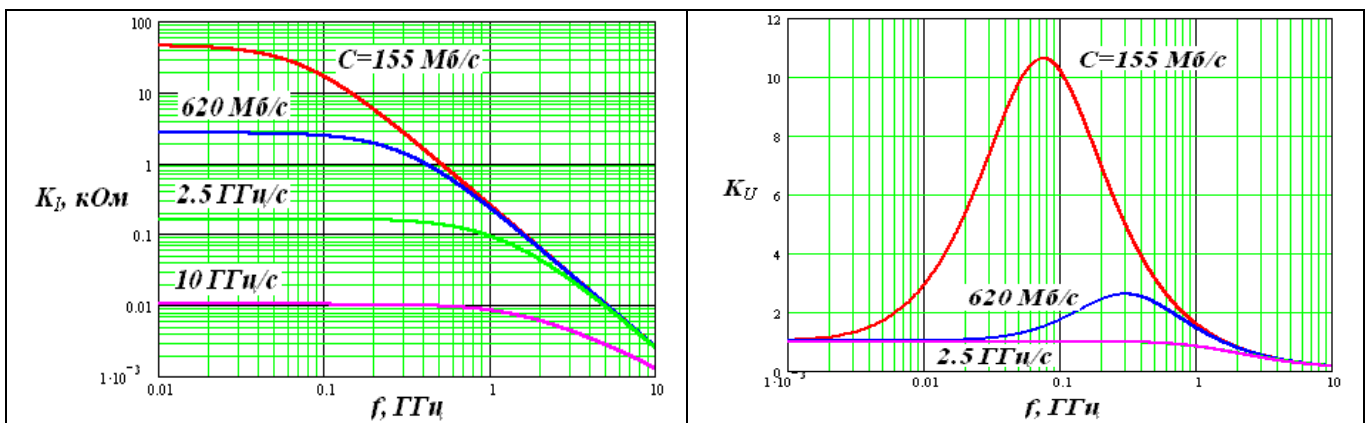


Рис. 4.14. Частотные характеристики трансимпедансного ФПУ

Будем считать, что ФПУ принимает бинарный сигнал с мощностями сигнала P_1 и P_0 , соответствующими передаче логической 1 и 0, соответственно. Полагая, что полоса пропускания преобразователя Δf достаточна для неискаженной передачи сигнала, получим для выходных

напряжений сигнала $U_{1\text{ввых}}, U_{0\text{ввых}}$ и дисперсии шумов $U_{1ш}^2, U_{0ш}^2$ при передаче логической 1 и 0, соответственно.

$$\begin{aligned} U_{1\text{ввых}} &= S \cdot P_1 \cdot M \cdot R = I_{\phi 1} \cdot M \cdot R \\ U_{0\text{ввых}} &= S \cdot P_0 \cdot M \cdot R = I_{\phi 0} \cdot M \cdot R \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} U_{1ш}^2 &= \left\{ 2e \left[M \cdot F(M) \cdot (I_{\phi 1} + I_{Ty}) + I_{Tн} \right] + I_y^2 + \frac{4kT}{R} \right\} \cdot \Delta f \cdot R^2 + U_y^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi \cdot \Delta f} K_u(\omega) \cdot d\omega \\ U_{0ш}^2 &= \left\{ 2e \left[M \cdot F(M) \cdot (I_{\phi 0} + I_{Ty}) + I_{Tн} \right] + I_y^2 + \frac{4kT}{R} \right\} \cdot \Delta f \cdot R^2 + U_y^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi \cdot \Delta f} K_u(\omega) \cdot d\omega \end{aligned} \quad (4.36)$$

На рис. 4.13 показаны зависимости плотности вероятности мгновенных значений напряжения на входе решающего устройства регенератора при приеме логической 1 и 0. Расчеты проведены для следующих исходных данных: $U_{1\text{ввых}}=1$ В, $U_{0\text{ввых}}=0.1$ В, $U_{1ш}=0.2$ В, $U_{0ш}=0.15$ В. Шумы предполагаются гауссовскими.

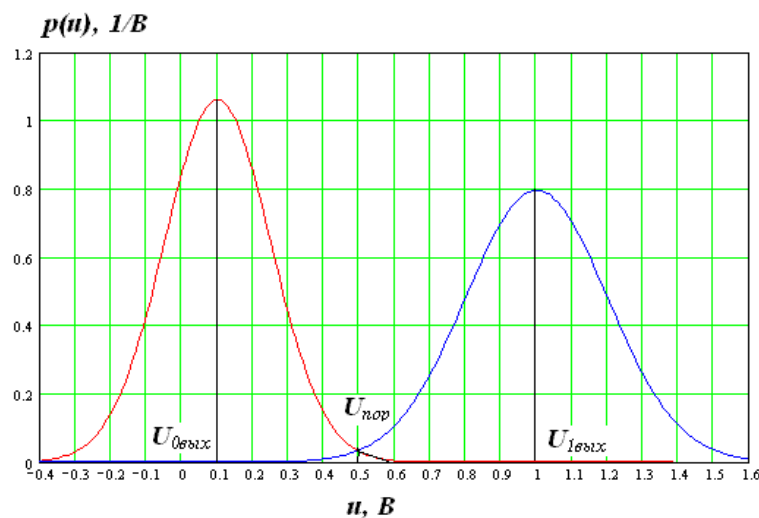


Рис.4.13. Плотности вероятности напряжения на входе решающего устройства при приеме логической 1 и 0.

Для вероятности ошибки можно записать []

$$p_{ош} = p(0) \cdot p(1/0) + p(1) \cdot p(0/1), \quad (4.37)$$

где $p(0)$ и $p(1)$ априорные вероятности появления паузы и посылки, $p(1/0)$ – вероятность «ложной тревоги» (приема 1 при передаче 0), $p(0/1)$ – вероятность пропуска посылки (приема 0 при передаче 1).

Обычно можно считать, что априорные вероятности логических 1 и 0 одинаковы и равны $p(0)=p(1)=0.5$.

Условные вероятности $p(1/0)$ и $p(0/1)$ можно выразить через интеграл вероятности

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^x \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \\ p(1/0) &= 0.5 \left[1 - \Phi\left(\frac{U_{пор} - U_{0\text{ввых}}}{U_{0ш}}\right) \right] \\ p(0/1) &= 0.5 \left[1 - \Phi\left(\frac{U_{1\text{ввых}} - U_{пор}}{U_{1ш}}\right) \right], \end{aligned} \quad (4.38)$$

где $U_{пор}$ – пороговое напряжение для решающего устройства.

Будем руководствоваться при выборе порога решающего устройства равенством условных вероятностей ошибок $p(1/0) = p(0/1) = 0.5$, которое достигается при выполнении равенства

$$\frac{U_{пор} - U_{0вых}}{U_{0ш}} = \frac{U_{1вых} - U_{пор}}{U_{1ш}}$$

Тогда для оптимального порога решения можно записать

$$U_{пор} = \frac{U_{1вых}U_{0ш} + U_{0вых}U_{1ш}}{U_{1ш} + U_{0ш}} = U_{1вых} \frac{1 + A \cdot B}{1 + B}, \quad (4.39)$$

где $A = \frac{U_{0вых}}{U_{1вых}}$ - коэффициент обратный коэффициенту гашения или экстинкции, $B = \frac{U_{1ш}}{U_{0ш}}$ - от-

ношение среднеквадратических значений шума при передаче логической 1 и 0.

На рис. 4.14 приведены результаты расчетов зависимости коэффициента B от коэффициента затухания аттенюатора a , установленного между источником излучения с длиной волны 1550 нм и мощностью 0.1 Вт и фотоприемным устройством. Расчеты выполнены для следующих исходных данных: $S=0.94$ А/Вт, $C=1$ пФ, $M=1$, $I_{Ty}=1$ нА, $I_{Th}=0$, $K_y=10^5$, $\tau=10^{-5}$ с.

Постоянная времени, полоса пропускания фотоприемного устройства и сопротивление обратной связи определялась по выражениям

$$\tau_{\phi} = \frac{K_y}{\tau_y \cdot (\pi \cdot C_T)^2} \quad \Delta f = \frac{C_T}{2} \quad R = \frac{\tau_{\phi}}{C}. \quad (4.40)$$

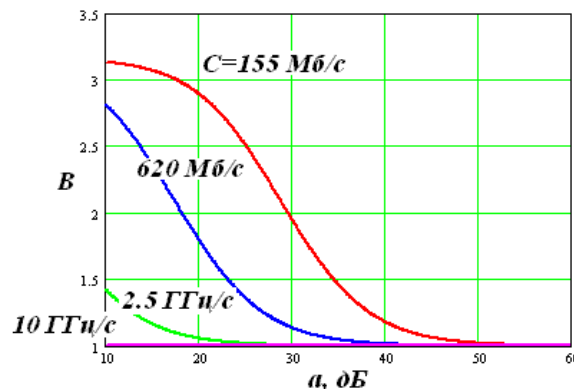


Рис. 4.14. Зависимость коэффициента B от коэффициента затухания аттенюатора a

С учетом сделанных допущений запишем для вероятности ошибки

$$p_e = 0.5 \left[1 - \Phi \left(\frac{U_{1вых} - U_{пор}}{U_{1ш}} \right) \right] = 0.5 \left[1 - \Phi \left(\frac{U_{1вых}}{U_{1ш}} \cdot \frac{B \cdot (1 - A)}{1 + B} \right) \right]. \quad (4.41)$$

Результаты расчетов зависимости вероятности ошибок от затухания a приведены на рис. 4.15.

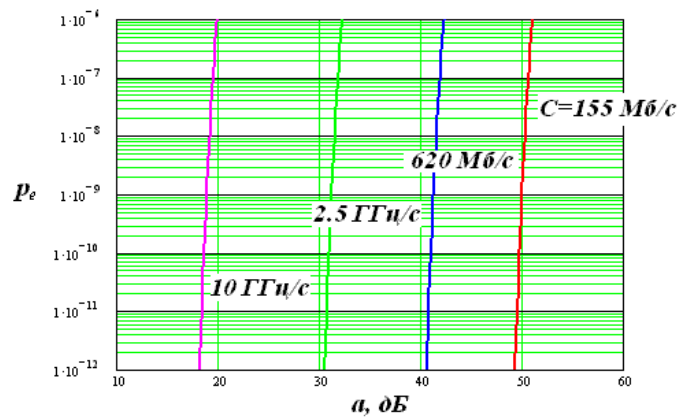


Рис. 4.15. Зависимость вероятности ошибки от затухания в линейном волоконно-оптическом тракте

Для отношения сигнала к шуму справедливо

$$SN = \frac{S \cdot M \cdot P_l \cdot R}{\left\{ 2e \left[M \cdot F(M) \cdot (S \cdot P_l + I_{Ty}) + I_{Tn} \right] + I_y^2 + \frac{4kT}{R} \right\} \cdot \Delta f \cdot R^2 + U_y^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi \cdot \Delta f} K_u(\omega) \cdot d\omega} \quad (4.42)$$

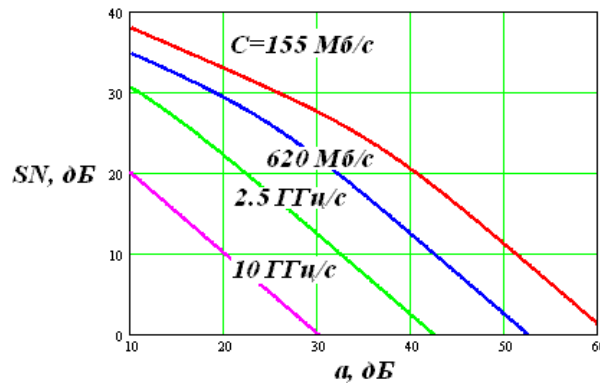


Рис. 4.16. Зависимость отношения сигнала к шуму от затухания в волоконно-оптическом тракте

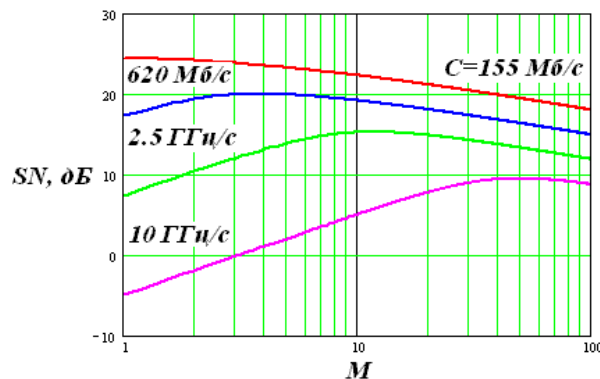


Рис. 4.17. Зависимость отношения сигнала к шуму от коэффициента умножения ЛФД

4.3.3. Фотоприемные модули и их параметры.

В настоящее время в ВОСП используются цифровые приемные оптоэлектронные модули, включающие фотодетектор, линейную часть ФПУ (с корректором или без корректора), устройство ввода излучения (отрезок оптического кабеля или разъем) и решающее устройство (не обязательно). Параметры некоторых приемных модулей с трансимпедансным усилителем и логическими схемами приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3.

№	Наименование параметра	ПРОМ-361	ПРОМ-363			ПРОМ-364				
1	Структура модуля	p-i-n-ФД	p-i-n-ФД			GaInAsP, p-i-n-ФД				
2	Рабочий диапазон длин волн, нм	1300	1000 - 1600			1000 - 1600				
3	Скорость передачи информации, Мбит/с	20 - 125	565	678	1200	2	16	45	90	160
4	Порог чувствительности, дБм (при вероятности ошибок)	≤-31 (2,5·10 ⁻¹⁰)	≤-37 (10 ⁻¹⁰)	≤36 (10 ⁻¹⁰)	≤33 (10 ⁻¹⁰)	≤-56 (10 ⁻⁹)	≤-50 (10 ⁻⁹)	≤-45 (10 ⁻⁹)	≤-42 (10 ⁻⁹)	≤-38 (10 ⁻⁹)
5	Динамический диапазон, дБ	≥20	≥20			≥20				
6	Уровень выходного сигнала	уровень ЭСЛ	Уровень ТТЛ			Уровень ТТЛ				
7	Напряжение питания, В	-5,2	-12; / +5			+5				
8	Ток питания, мА	80	20; / 0,1			25				

Приемный модуль ПРОМ-364 оптимизируется для каждой скорости передачи (подбирается сопротивление в цепи обратной связи трансимпедансного усилителя).

4.3.4. Фотоприемные устройства с оптическим преобразованием

Гетеродинный прием позволяет значительно повысить чувствительность ФПУ. При оптическом гетеродинном приеме на фотодетектор одновременно падают оптическое излучение сигнала и излучение специального лазера- гетеродина. На фотодетекторе происходит интерференция (смешивание) электромагнитных полей принимаемого сигнала и лазера гетеродина.

Запишем выражения для напряженностей электрических полей сигнала и гетеродина с точностью до постоянного коэффициента

$$\begin{aligned} E_c(t) &= \sqrt{P_c(t)} \cdot \exp(j(\omega_c + \Delta\omega_c(t)) + \varphi_c(t)); \\ E_\Gamma(t) &= \sqrt{P_\Gamma} \exp(j\omega t), \end{aligned} \quad (4.43)$$

где ω_c и ω_Γ – угловые частоты сигнала и гетеродина, соответственно,

$P_c(t)$, $\Delta\omega_c(t)$ и $\varphi_c(t)$ – обозначают амплитудную, частотную и фазовую модуляции передаваемого сигнала,

P_Γ – мощность гетеродина.

Фототок прямо пропорционален мощности света, то есть, пропорционален квадрату амплитуды световой волны $|E_c + E_\Gamma|^2$. Если отфильтровать все оптические частоты, то для фототока можно записать

$$I_\Phi = S \cdot \left[P_c + P_\Gamma + 2 \cdot \sqrt{P_c \cdot P_\Gamma} \cdot \cos[(|\omega_c - \omega_\Gamma|) \cdot t + \Delta\omega_c(t) \cdot t + \varphi_c(t)] \right] \quad (4.44)$$

При амплитудной модуляции фототок содержит переменную составляющую пропорциональную $(P_c P_\Gamma)^{0,5}$ с разностной частотой $|\omega_c - \omega_\Gamma|$

$$I_{\Phi C} = 2 \cdot S \cdot \sqrt{P_c \cdot P_\Gamma} \cdot \cos(|\omega_c - \omega_\Gamma| \cdot t), \quad (4.45)$$

на которую настроен последующий усилитель промежуточной частоты, который усиливает и фильтрует сигнал, затем этот сигнал поступает на демодулятор. Мощность демодулированного квадратичным детектором сигнала будет равна

$$S^{IT} = 2 \cdot S^2 \cdot P_c \cdot P_\Gamma. \quad (4.46)$$

Разновидностью гетеродинного приема является гомодинный прием, когда частота гетеродина выбирается равной несущей частоте сигнала. В этом случае демодулятор не нужен, а требуемая полоса пропускания B_c усилителя сигнала может быть в два раза меньше, чем при гетеродинном приеме. Мощность сигнала при гомодинном приеме будет равна

$$S^{IM} = 4 \cdot S \cdot P_c \cdot P_\Gamma. \quad (4.47)$$

Полагая, что основным источником шума является дробовой шум ФД, определим мощности шумов при гетеродинном и гомодинном приеме

$$\begin{aligned} N^{GT} &= 4 \cdot e \cdot S \cdot P_r \cdot B_c, \\ N^{GM} &= 2 \cdot e \cdot S \cdot P_r \cdot B_c. \end{aligned} \quad (4.48)$$

Таким образом использование гомодинного приема при использовании амплитудной модуляции обеспечивает в 4 раза большее отношение сигнала к шуму чем при гетеродинном приеме.

При гетеродинном и гомодинном приеме требуется обеспечить согласование волновых фронтов на поверхности фотодиода принимаемого излучения и излучения гетеродина. Частоты модулируемого источника излучения и гетеродина должны быть достаточно стабильными.

При достаточной мощности гетеродина данные методы приема позволяет достичь квантового предела детектирования.

Поскольку при оптическом гетеродинировании изменения частоты и фазы непосредственно переносятся на промежуточную частоту, оно пригодно не только для приема света, модулированного по интенсивности, но также для частотной и фазовой модуляций.

1. Техника оптической связи: Фотоприемники: Пер. с англ. / Под ред. У. Тсанга. - М.: Мир, 1988.
2. Суэмацу Я., Катаока С., Кисино К., Кокубун Я., Судзуки Т., Исии О., Ёнэдзава С. Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. - М.: Мир, 1988.

5. Обработка оптических сигналов в когерентных фотоприемных устройствах ВОСП.

5.1. Фотоприемные устройства с прямым детектированием

Существуют два основных метода приема оптических сигналов фотоприемными устройствами (ФПУ) в ВОСС. Это энергетический прием или прямое фотодетектирование и когерентный прием или гетеродинное фотодетектирование.

Энергетический прием АМ сигналов до последнего десятилетия был основным для всех ВОСС. Он обладает рядом достоинств: прост в реализации, малочувствителен к изменениям длины волны (частоты), фазы и состояния поляризации излучения, может использоваться с некогерентными сравнительно широкополосными источниками с прямой модуляцией по интенсивности.

В цифровых ВОСС с прямым детектированием обычно используют амплитудную модуляцию сигнала или модуляцию по интенсивности. Наибольшее распространение получили системы с двоичным кодом. Это системы с амплитудной манипуляцией (Amplitude Shift Keying, ASK). Возможны также системы с многоуровневым кодированием по интенсивности.

Однако в ВОСС с прямым детектированием имеется возможность использования других видов модуляции цифровых сигналов, например дифференциальной фазовой модуляции, если использовать оптический демодулятор, преобразующий фазовую модуляцию в амплитудную. Находят применение ВОСС с фазовой манипуляцией с двумя (Differential Phase Shift Keying, DPSK) или четырьмя (Quadrature Phase Shift Keying, QPSK) уровнями фазы.

На рис. 5.1 показана наиболее полная схема ФПУ для ВОСС с прямым детектированием. Некоторые блоки в реальном ФПУ могут отсутствовать. Отметим, что на вход ФПУ из ОВ поступает ослабленный и искаженный сигнал.

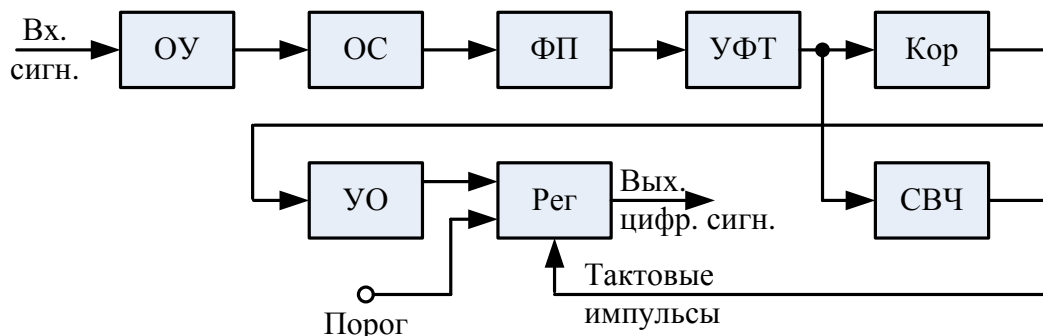


Рис.5.1. Структурная схема ФПУ для ВОСС с прямым детектированием

Оптическая часть схемы ФПУ включает предварительный оптический усилитель (ОУ), увеличивающий оптический сигнал на входе оптической схемы (ОС), которая выполняет функции оптического демодулятора. В ВОСС с амплитудной модуляцией и большим уровнем входного сигнала оптическая часть схемы может отсутствовать.

Амплитудно-модулированный оптический сигнал поступает на вход фотоприемника (ФП), преобразуется в электрический сигнал (обычно фототок), который усиливается в усилителе фототока (УФТ), фильтруется в корректоре (Кор) с оптимальной частотной характеристикой для увеличения отношения сигнала к шуму и преобразуется в достаточно большое аналоговое напряжение помощью усилителя ограничителя (УО).

Для преобразования аналогового искаженного сигнала в цифровой используется регенератор (Рег), который в определенные моменты времени сравнивает мгновенное значение входного напряжения с пороговым и формирует логическую «1» или «0». Для обеспечения правильной работы Рег в ФПУ осуществляется восстановление частоты и фазы тактовых импульсов из самого прошедшего на вход ФПУ сигнала с помощью схемы восстановления частоты (СВЧ).

В качестве ФП в ФПУ для всех ВОСС используют р-і-n фотодиоды (PIN ФД) или лавинные фотодиоды (ЛФД).

5.2. Фотоприемные устройства для ВОСС с когерентным приемом

Основным доводом в пользу перехода от ВОСС с прямым детектированием к системам с когерентным приемом является возможность использования различных видов модуляции: амплитудной (АМ), фазовой (ФМ), частотной и поляризационной, а также их комбинаций, например квадратурной амплитудной модуляции (КАМ). Отметим, что переход к когерентному приему оптических сигналов стал возможен только после разработки одномодовых, практически одночастотных полупроводниковых лазеров и одномодовых ОВ.

Все известные ФП дают отклик на поток фотонов и малочувствительны к оптической фазе, частоте несущей и состоянию поляризации.

Для определения параметров вектора напряженности электрического поля в модулированной световой волне принимаемого сигнала применяют когерентный прием, основанный на смешении сигнала с когерентным опорным оптическим полем со стабильной фазой от дополнительного источника опорного излучения (гетеродина) и детектирования интерференции двух оптических полей на фоточувствительной площадке ФП. Регистрируемый ФП в результате когерентного приема фототок содержит информацию об амплитуде, частоте, фазе и поляризации сигнального поля.

Когерентный оптический приемник является оптическим аналогом супергетеродинного радиоприемника. Волны сигнала и гетеродина в гетеродинном оптическом приемнике имеют разные частоты (ω_s и ω_g). Когда $\omega_s = \omega_g$ приемник называется гомодинным. Все когерентные системы оптической связи используют высококогерентные, квазимонохроматические источники излучения, одномодовые ОВ и гетеродинные или гомодинные приемники. Использование гетеродинного и гомодинного приема позволяет значительно повысить чувствительность ФПУ.

По сравнению с энергетическими приемниками прямого детектирования гетеродинные и гомодинные приемники имеют следующие преимущества:

- Возможность электронной компенсации хроматической и поляризационно-модовой дисперсии.
- Увеличение отношения сигнала к шуму примерно на 3 дБ по сравнению с идеальным нешумящим приемником прямого детектирования. Реальный выигрыш от использования когерентного приема значительно больше и может составлять 10-15 дБ.
- Малая чувствительность к нежелательному фоновому излучению.
- При достаточной мощности опорного генератора гетеродинный и особенно гомодинный методы приема позволяют достичь квантового предела детектирования.

Недостатком когерентного приема является техническая сложность обеспечения согласования волновых фронтов и поляризаций на поверхности ФД принимаемого излучения и излучения гетеродина. В настоящее время для смешивания сигнала и гетеродина успешно используются устройства интегральной оптики. Высокие требования предъявляются к стабильности частоты и фазы источника несущей частоты излучения сигнала и гетеродина.

Методы когерентного приема оптических сигналов известны и исследовались уже более 40 лет. Однако до коммерческого использования дело не доходило. Все попытки обеспечить требуемую долговременную стабильность частоты, фазы и состояния поляризации излучения источника сигнала и гетеродина не увенчались успехом. Первые практические системы когерентного приема появились только в первом десятилетии 21 века.

Это удалось благодаря воплощению нескольких идей.

1. Раздельный прием двух ортогональных поляризаций модулированного оптического сигнала и смешивание их с излучением гетеродина с соответствующей поляризацией.

2. Разделение преобразованного оптического сигнала на квадратурные составляющие, которые поступают на соответствующие фотоприемники.
3. Аналого-цифровое преобразование фототоков в электрические сигналы и их цифровая обработка в сигнальном процессоре.

В этих системах удалось отказаться от долговременной стабильности источников излучения, благодаря тому, что передаваемая информация содержится в изменениях параметров излучения происходящих за время тактового интервала (или небольшого количества интервалов) длительностью десятки – сотни пс. Все изменения сигнала, происходящие медленно, а таковыми являются процессы в ОБ и источниках излучения при изменяющихся воздействиях окружающей среды, таких как температура, давление, влажность окружающей среды, механические сжатия, растяжения, изгибы, вибрации и т.п., могут быть отфильтрованы и исключены при цифровой обработке сигналов в реальном масштабе времени.

Рассмотрим принцип когерентного гетеродинного приема, который основан на интерференции двух световых волн модулированного излучения сигнала и когерентного излучения оптического гетеродина. Для гетеродинного приема в принципе достаточно одного ФП. Однако удобнее использовать два ФП, объединенных в один балансный приемник (рис. 5.2а).

На рис. 5.2б показаны спектры оптического сигнала с несущей частотой сигнала ω_s и верхней частотой модуляции Ω , излучения гетеродина с частотой ω_g и преобразованного сигнала с центральной частотой $\omega_{IF} = |\omega_s - \omega_g|$, которую мы называем промежуточной частотой. Ширина спектра преобразованного сигнала такая же, как у исходного сигнала и равна 2Ω .

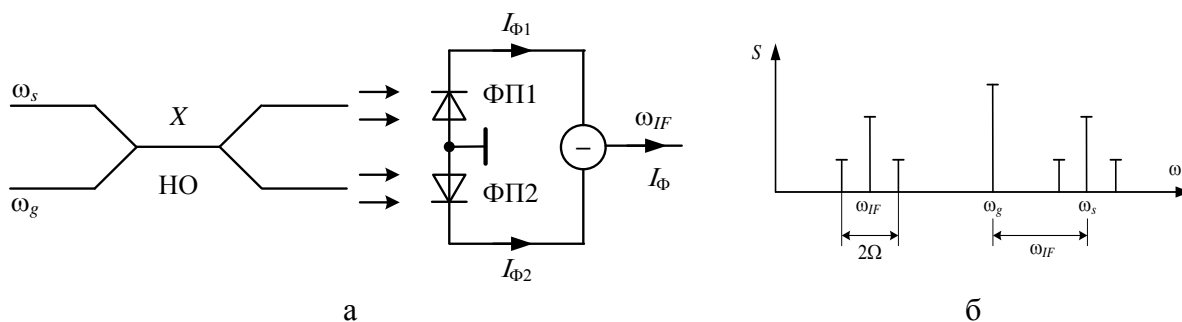


Рис. 5.2. Схема входного устройства гетеродинного ФПУ с балансный ФП и НО. Спектры исходного сигнала с АМ, гетеродина и спектра сигнала на промежуточной частоте

Рассмотрим схему входного устройства гетеродинного ФПУ. На один вход смесителя, представляющего собой X-образный направленный ответвитель (НО), поступает ослабленное в линейном оптическом тракте ВОСС излучение цифрового оптического сигнала с несущей частотой ω_s и шириной спектра 2Ω . На второй вход

смесителя поступает сравнительно мощное излучение гетеродина, частота которого ω_g смещена относительно несущей частоты сигнала ω_s на величину, которая превышает верхнюю частоту модулирующего сигнала Ω , но ниже верхней частоты чувствительности ФП.

X-образный НО на рис. 5.2а разделяет поровну излучение сигнала и гетеродина между двумя ФП. Причем напряженности поля сигнала передаются на выходы НО без изменения фазы, а напряженности поля гетеродина передаются на один выход НО без изменения фазы, а на второй в противофазе.

После выполнения операции вычитания выходной ток балансного ФП на промежуточной частоте несет информацию об амплитуде, частоте и фазе напряженности электрического поля оптического сигнала. Это следует из рис. 5.2б, на котором показаны спектры исходного оптического сигнала с верхней частотой модуляции Ω , излучения гетеродина с частотой ω_g и преобразованного сигнала с центральной промежуточной частотой ω_{IF} . Ширина спектра преобразованного сигнала такая же, как у исходного сигнала и равна 2Ω .

После усиления электрического сигнала промежуточной частоты мы можем получить информацию обо всех параметрах сигнала с помощью соответствующих детекторов: амплитудного, частотного или фазового.

Рассмотрим особенности гомодинного приема. На рис. 5.3б показаны спектры оптического сигнала, гетеродина и преобразованного сигнала при гомодинном приеме. При формальном применении принципов преобразования частоты у нас должны возникать отрицательные частоты, которые физически не реализуются. Информация о сигнале при простейшем гомодинном приеме в схеме рис. 5.2а частично теряется. Для полного восстановления модулирующего сигнала при гомодинном приеме используется схема, показанная на рис. 5.3а. Она позволяет принимать сигналы с квадратурной амплитудной модуляцией (КАМ). При такой модуляции за один тактовый интервал можно передать сигнал, имеющий несколько уровней амплитуды и фазы. Частными случаями такой модуляции являются амплитудная и фазовая модуляция.

На рис. 5.4 показаны фазовые диаграммы различных многоуровневых сигналов, которые могут быть приняты гомодинным приемником (рис. 5.3а). Каждое состояние (уровень) сигнала представляется координатами конца вектора электрического поля E на фазовой плоскости с осями I (синфазная) и Q (квадратурная). Начало вектора совпадает с началом координат. Фаза сигнала определяется углом между его вектором и осью I , а амплитуда длиной этого вектора. При этом мы полагаем, что все сигналы имеют одну

частоту, а различия между ними определяются амплитудой и фазой вектора электрического поля E .

На рис. 5.4 показаны сигналы: с бинарной фазовой модуляцией (BPSK), с четырехуровневой (QPSK) и 8-ми уровневой (8-PSK) фазовыми модуляциями. Там же показана 16-уровневая квадратурная амплитудная модуляция (16-QAM). На рисунке указано количество бит передаваемых за один такт.

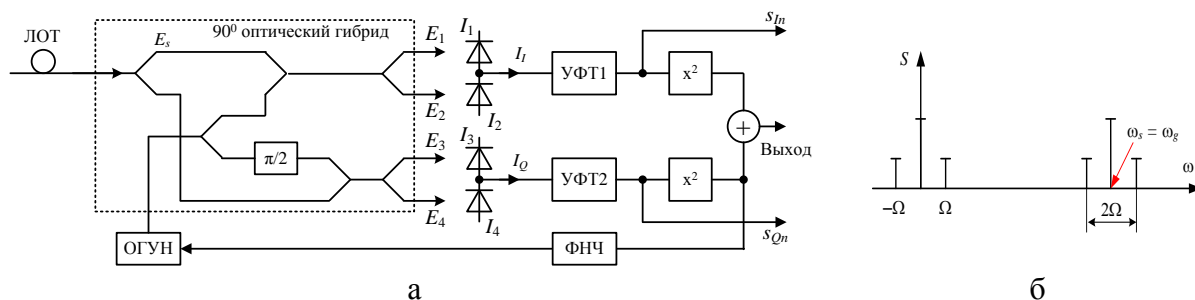


Рис. 5.3. Структурная схема цифрового гомодинного приемника сигналов с КАМ (а). Спектры оптического сигнала, излучения гетеродина и преобразованного сигнала для гомодинного приема (б).

Вернемся к схеме гомодинного приемника (рис. 5.3а). Излучения сигнала, выходящего из линейного оптического тракта (ЛОТ), и гетеродина смешиваются на ФП с помощью 90° оптического гибрида, к выходам которого подключаются четыре ФП. Первый и второй ФП образуют первый, а третий и четвертый – второй балансные ФП. Схема оптического 90 градусного гибрида, который состоит из X-образных направленных ответвителей и фазовращателя на 90 градусов, позволяет вывести на первый балансный ФП излучение, характеризующее синфазную составляющую оптического сигнала (проекция на ось I), а на второй балансный ФП квадратурную составляющую оптического сигнала (проекция на ось Q).

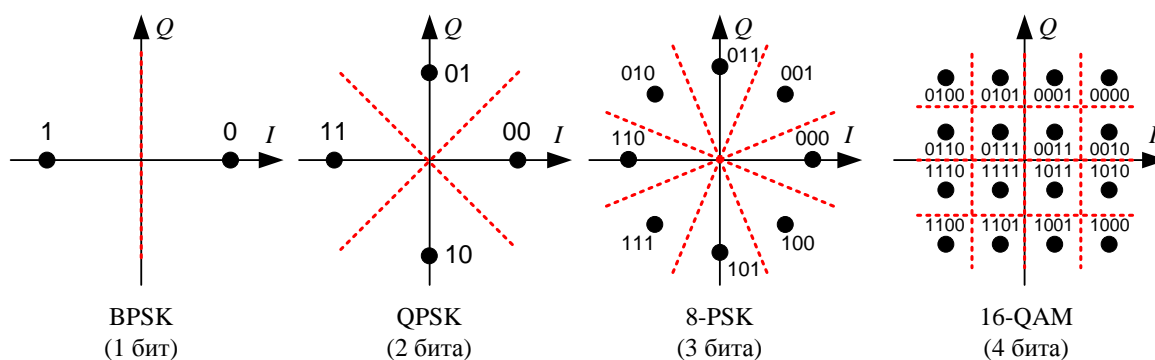


Рис. 5.4. Фазовые диаграммы многоуровневых сигналов для когерентных ВОСС

Токи балансных ФП усиливаются и могут использоваться для восстановления передаваемого в данном такте сигнала. Однако случайные уходы несущей частоты и фазы сигнала и гетеродина, а также случайные влияния на фазу и амплитуду сигнала в

протяженном линейном оптическом тракте приводят к ошибкам при приеме сигналов. Управляя частотой и фазой гетеродина с помощью фазовой автоматической подстройки частоты (ФАПЧ) можно исключать ошибки, возникающие из-за относительно медленно изменяющихся влияющих факторов. В схеме рис. 5.3а ФАПЧ реализуется с помощью оптического гетеродина управляемого напряжением (ОГУН), которое снимается с квадратурного выхода сигнала, после его возведения в квадрат (x^2) и фильтрации.

В современных ВОСС с когерентным приемом для исключения ошибок используют преобразование сигналов балансных ФП в цифровую форму и обработку цифровых сигналов в сверхбыстродействующих сигнальных процессорах. В настоящее время эксплуатируются ВОСС с гомодинным приемом и канальной скоростью 100 Гбит/с. Ведутся исследования когерентных ВОСС со скоростями 200 и 400 Гбит/с.