

Оптоэлектронные полупроводниковые устройства

1

Оптоэлектроника – это научно-техническое направление, основанное на использовании одновременно как оптических, так и электрических методов передачи, обработки, приема, хранения и отображения информации.

Для современной оптоэлектроники характерно стремление к миниатюризации и интеграции элементов на основе твердотельной, главным образом полупроводниковой, технологии.

Основные достоинства оптоэлектронных устройств – определяются специфическими свойствами электромагнитных волн оптического диапазона:

1) высокая пропускная способность канала информации – обусловлена существенно большей частотой оптических колебаний по сравнению с радиочастотными;

2) возможность острой фокусировки – по дифракционной теории световой луч может быть сфокусирован до пятна с поперечным размером порядка половины длины волны, что позволяет производить запись/считывание оптической информации с максимальной плотностью около 10^8 бит/см²;

- 3) направленность излучения – на уровне единиц угловых секунд;
- 4) обеспечение электрической развязки за счет электронейтральности фотонов;
- 5) удобство отображения информации – возможность преобразования информации в удобную для восприятия форму с помощью различного рода индикаторных и информационных табло;
- 6) фоточувствительность – возможность преобразования электромагнитного излучения оптического диапазона в адекватный электрический сигнал;
- 7) возможность пространственной модуляции – благодаря невзаимодействию фотонов между собой возможна модуляция оптического сигнала не только во времени, но и в пространстве, что открывает огромные возможности для создания оптоэлектронных суперкомпьютеров, способных вести параллельную обработку больших объемов информации.

Основные недостатки оптоэлектронных устройств:

- 1) низкий КПД преобразования оптического излучения в электрический ток и электрического тока в оптическое излучение – для большинства оптоэлектронных приборов КПД не превышает 10...30%, однако на отдельных типах приборов удается получить внутренний КПД активной области, близкий к 100%, что свидетельствует о принципиальной возможности существенного повышения КПД;
- 2) отдельные элементы оптоэлектронных приборов, как правило, изготавливаются из различных материалов – наличие разнообразных материалов обуславливает:
 - низкий общий КПД устройства из-за поглощения излучения в пассивных областях, отражения и рассеивания излучения на оптических границах;
 - снижение надежности из-за различия температурных коэффициентов расширения;

– технологическую сложность изготовления и высокую стоимость;

3) снижение эффективности работы оптоэлектронных приборов под воздействием температуры, проникающей радиации и в процессе старения, что определяется в основном нарушением оптической однородности используемых материалов.

Анализ перечисленных достоинств и недостатков, с учетом хотя бы частичного преодоления последних позволяет сделать вывод о перспективности оптоэлектроники и возможности использования ее в различных областях науки и техники.

Приборы оптоэлектроники

Прибор	Выполняемая функция
Приемники оптического излучения	Фоторезистор Фотодиод
Источники излучения	Светодиод Полупроводниковый лазер

Свет и его основные свойства

Спектр электромагнитного излучения



Оптический диапазон – $\lambda = 1 \text{ мм} \dots 1 \text{ нм}$;

Диапазон средств оптоэлектроники – $\lambda = 0,1 \text{ мм} \dots 0,1 \text{ мкм}$;

Энергетический диапазон – $10^{-2} \dots 10^1$ эВ – кванты света с такой энергией способны возбуждать только валентные электроны в собственных и примесных полупроводниках; вне этого интервала энергий взаимодействия света с веществом носят качественно иной характер.

Природа света:

– *волновая* – свет представляет собой электромагнитные колебания, излучаемые атомами вещества при изменении их энергетического состояния;

– *корпускулярная* – фотоны рассматриваются как корпускулы, когда речь идет о взаимодействии света с веществом.

В волновом аспекте свет распространяются в вакууме со скоростью $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с, а в веществе с меньшей скоростью $v = c/n_B$, где n_B – показатель преломления. Частота ν и длина волны λ взаимосвязаны $\lambda = v/\nu = c/(n_B \nu)$.

В корпускулярном аспекте монохроматическое излучение можно представить как *поток элементарных частиц*, каждая из которых обладает элементарной энергией $E_\phi = h\nu$, где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

В веществе электроны связаны с атомами, и чтобы стать свободными, они должны получить энергию $E_{св}$, равную энергии их связи. При поглощении фотона атомом происходит освобождение электрона, если $E_\phi > E_{св}$; максимальная длина волны излучения, способная вызвать освобождение электрона, называется *пороговой длиной волны* $\lambda_s = hc/E_{св}$, т.е. λ_s [мкм] = 1,237/ $E_{св}$ [эВ].

Основные характеристики излучения

Оптическое излучение можно характеризовать с точки зрения:

– *энергетической фотометрии* – исключительно по количеству энергии, ее распределению в пространстве и времени;

– *визуальной фотометрии* – с учетом произведенного зрительного впечатления.

Энергетическая фотометрия

Поток излучения – основной параметр системы энергетических величин – средняя мощность, передаваемая оптическим излучением за время, значительно большее периода электромагнитных колебаний

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_e(\lambda) d\lambda, [\text{Вт}],$$

где $\Phi_e(\lambda)$ – спектральное распределение потока излучения.

Энергия излучения

$$Q_e = \int_0^t \Phi_e(t) dt, [\text{Дж}] = [\text{Вт} \cdot \text{с}] = [6,24 \cdot 10^{18} \text{ эВ}].$$

Энергетическая сила света (сила излучения) – пространственная плотность потока излучения – отношение потока излучения к телесному углу, в пределах которого заключен этот поток

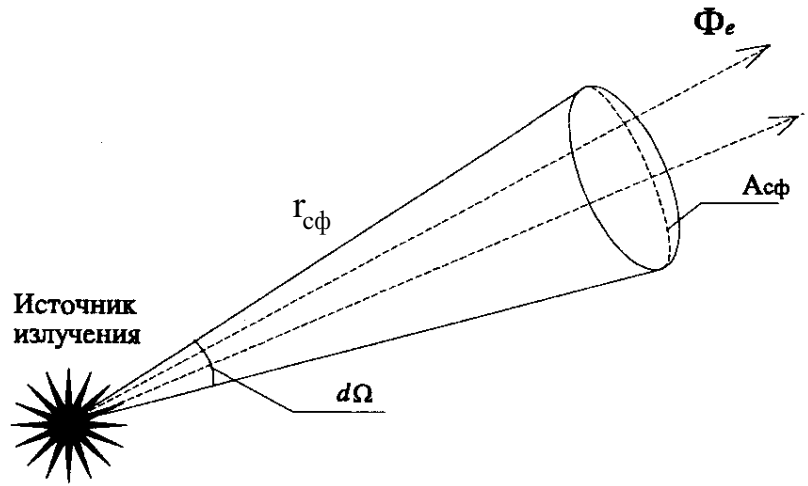
$$I_e = d\Phi_e / d\Omega, [\text{Вт/ср}],$$

где Ω – телесный угол, имеющий в вершине источник

излучения:

$$|\Omega| = A_{\text{сф}} / r_{\text{сф}}^2, [\text{ср}] = [\text{стерадиан}],$$

где $A_{\text{сф}}$ – площадь сферической поверхности; $r_{\text{сф}}$ – радиус сферы.

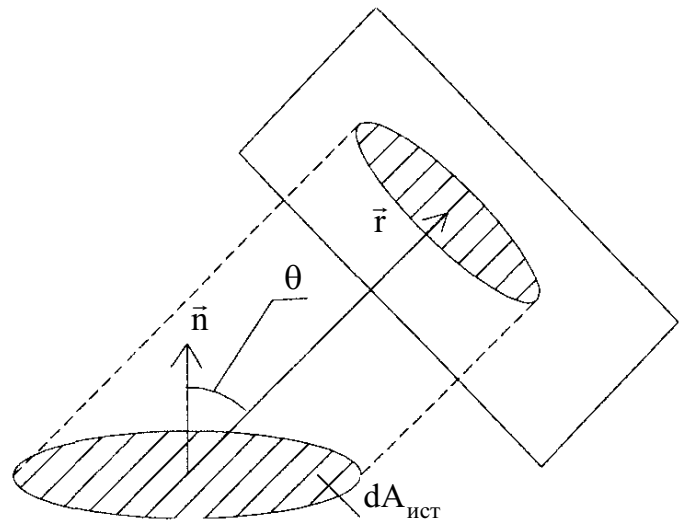


Энергетическая светимость – поверхностная плотность потока излучения – поток излучения, отнесенный к единице площади излучающей поверхности

$$M_e = d\Phi_e / dA_{\text{ист}}, [\text{Вт/м}^2],$$

где $dA_{\text{ист}}$ – площадь элемента поверхности источника.

Светимость недостаточно полно характеризует параметры излучателя, поскольку не учитывает направленность потока излучения.



Энергетическая яркость – сила излучения с единицы излучающей поверхности в данном направлении, отнесенная к площади ортогональной проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную указанному направлению:

$$L_{e\theta} = dI_{e\theta} / (dA_{\text{ист}} \cos \theta), [\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)],$$

где $dI_{e\theta}$ – энергетическая сила света в направлении нормали \vec{n} ;

$dA_{ист}$ – площадь элемента поверхности источника;

θ – угол между нормалью к излучающей поверхности \vec{n} и направлением, в котором производится измерение силы излучения \vec{r} .

Энергетическая освещенность – мощность потока излучения, приходящаяся на единицу площади облучаемой поверхности

$$E_e = d\Phi_e / dA_{прм}, [\text{Вт}/\text{м}^2],$$

где $dA_{прм}$ – площадь элемента поверхности приемника.

Энергетическая экспозиция – количество световой энергии, полученное элементом поверхности за время облучения (экспозиции)

$$H_e = \int_0^t E_e(t) dt, [\text{Дж}/\text{м}^2] = [\text{Вт}\cdot\text{с}/\text{м}^2].$$

Наряду с приведенными выше интегральными характеристиками X_e существуют также и спектральные характеристики X_λ . Между ними существует следующая взаимосвязь

$$X_\lambda = dX_e / d\lambda;$$

в свою очередь, интегральные характеристики могут быть выражены через спектральные

$$X_e = \int_0^\infty X_\lambda d\lambda.$$

Визуальная фотометрия

Для определения характеристик излучения по производимому им световому ощущению, т.е. по реакции глаза человека, пользуются теми же величинами, что и при энергетической фотометрии, но с учетом чувствительности глаза к различным участкам видимого спектра.

Поток излучения $\Phi_e \rightarrow \Phi_v$ Световой поток, [лм] = [люмен]

Энергия излучения $Q_e \rightarrow Q_v$ Световая энергия, [лм·с]

Энергетическая сила света $I_e \rightarrow I_v$ Сила света, [кд] = [кандела]

Энергетическая светимость $M_e \rightarrow M_v$ Светимость, [лм/м²]

Энергетическая освещенность $E_e \rightarrow E_v$ Освещенность, [лк] = [люкс]

Энергетическая яркость $L_{e\theta} \rightarrow L_{v\theta}$ Яркость, [кд/м²]

Энергетическая экспозиция $H_e \rightarrow H_v$ Экспозиция, [лк·с]

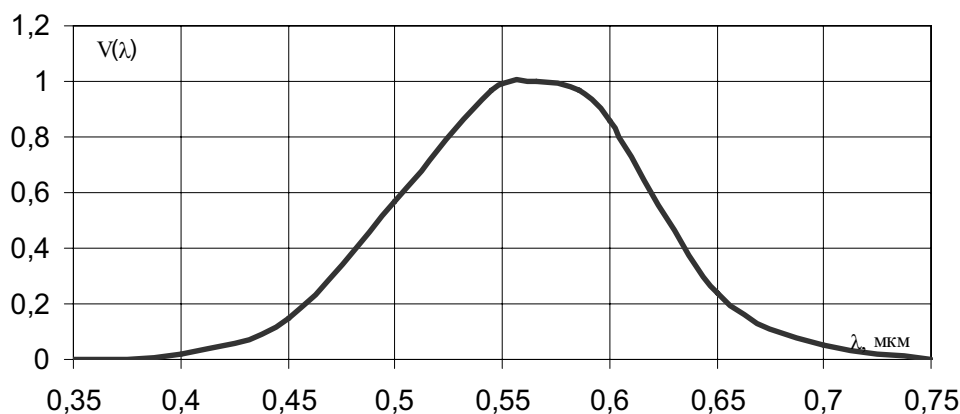
Коэффициент спектральной световой эффективности – отношение величины светового потока к величине потока излучения для той же длины волны

$$K_{\lambda} = d\Phi_v(\lambda)/d\Phi_e(\lambda).$$

Коэффициент относительной спектральной световой эффективности – нормированный коэффициент спектральной световой эффективности

$$V(\lambda) = K_{\lambda}/K_{\lambda_{\max}}.$$

Кривая относительной спектральной световой эффективности



Максимум чувствительности $V(\lambda_{\max}) = 1$ приходится на длину волны $\lambda_{\max} = 0,555$ мкм при этом $K_{\lambda_{\max}} = 683$ лм/Вт.

Определения световых величин аналогичны определениям соответствующих энергетических величин. Любая величина X_v в визуальной фотометрии может быть получена из соответствующей ей энергетической величины X_e :

– в случае монохроматического излучения

$$X_v(\lambda) = K_{\lambda_{\max}} V(\lambda) X_e(\lambda);$$

– в случае непрерывного спектра излучений $[\lambda_1, \lambda_2]$

$$X_v = K_{\lambda_{\max}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) \frac{dX_e(\lambda)}{d\lambda} d\lambda.$$

Аналогичным образом может быть проведена оценка и для любого другого селективного фотодетектора, т.е. приемника, обладающего неодинаковой чувствительностью к излучению различных длин волн. В этом случае в формулы необходимо подставить вместо кривой относительной спектральной световой эффективности $V(\lambda)$ функцию относительной спектральной чувствительности детектора $S(\lambda)$.

Приемники оптического излучения

Приемник оптического излучения (фотоприемник, ФПМ) – это опто-электронный прибор, предназначенный для приема и преобразования оптического излучения в какие-либо другие виды энергии.

По механизму преобразования энергии фотоприемники подразделяются на:

- *фотоэлектрические* – работающие на основе внутреннего и внешнего фотоэффекта;
- *тепловые* – преобразующие оптическую энергию сначала в тепловую, а потом в электрическую или какую-либо иную;
- *фотохимические* – преобразующие энергию излучения в энергию химических реакций.

Основные параметры и характеристики фотоприемника

Электрические параметры

Рабочее напряжение U_p – постоянное напряжение, приложенное к ФПМ, при котором обеспечиваются его номинальные параметры при длительной работе.

Темновой ток I_T – ток, протекающий через ФПМ при указанном напряжении на нем в отсутствие потока излучения в диапазоне спектральной чувствительности.

Фототок I_f – ток, проходящий через ФПМ при указанном напряжении на нем, обусловленный только воздействием потока излучения с заданным спектральным распределением.

Общий ток $I_{\text{общ}}$ – ток ФПМ, состоящий из темнового тока и фототока.

Напряжение (ток) фотосигнала $U_c (I_c)$ – изменение напряжения (тока) на ФПМ, вызванное действием на него потока излучения источника фотосигнала.

Темновое сопротивление R_T – сопротивление ФПМ в отсутствие падающего на него излучения в диапазоне его спектральной чувствительности.

Световое сопротивление R_e – сопротивление ФПМ при воздействии на него потока излучения в диапазоне его спектральной чувствительности.

Параметры чувствительности

Чувствительность S – отношение изменения значения электрической величины на выходе ФПМ, вызванного падающим на него излучением, к количественной характеристике этого излучения, представленной любой энергетической или фотометрической величиной.

Интегральная чувствительность $S_{\text{инт}}$ – чувствительность ФПМ к излучению данного спектрального состава.

Монохроматическая чувствительность S_λ – чувствительность ФПМ к монохроматическому излучению.

Пороговые и шумовые параметры

Напряжение (ток) шума $U_{\text{ш}}$ ($I_{\text{ш}}$) – среднеквадратичное значение флуктуации напряжения (общего тока) в цепи ФПМ в заданной полосе частот.

Порог чувствительности $\Phi_{\text{мин}}$ – среднеквадратичное значение первой гармоники действующего на ФПМ модулированного потока излучения сигнала с заданным спектральным распределением, при котором среднеквадратичное значение первой гармоники напряжения (тока) фотосигнала равно среднеквадратичному значению напряжения (тока) шума в заданной полосе на частоте модуляции потока излучения.

Удельный порог чувствительности $\Phi_{\text{п}}^*$ или NEP* – порог чувствительности, приведенный к единичной полосе частот и единичному по площади фоточувствительному элементу.

Удельная обнаружительная способность D^* – величина, обратная удельному порогу чувствительности $D^* = 1/\Phi_{\text{п}}^*$.

Параметры спектральной характеристики

Длина волны максимума спектральной чувствительности $\lambda_{\text{макс}}$ – длина волны, соответствующая максимуму спектральной характеристики чувствительности.

Область спектральной чувствительности $\Delta\lambda$ – диапазон длин волн спектральной характеристики, в котором чувствительность ФПМ составляет не менее 10% своего максимального значения.

Геометрические параметры

Эффективное поле зрения $\Omega_{\text{эф}}$ – телесный угол, определяемый соотношением

$$\Omega_{\text{эф}} = \frac{1}{U_c(\theta=0)} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} U_c(\theta, \varphi) \sin \theta \cos \varphi d\theta d\varphi,$$

где U_c – напряжение фотосигнала; φ – азимутальный угол;

θ – угол между направлением падающего излучения и нормалью к фоточувствительному элементу.

Параметры инерционности

Время нарастания (спада) $t_{0,1-0,9}$; $t_{0,9-0,1}$ или t_r ; t_f соответственно – минимальный интервал времени между точками нормированной переходной (обратной переходной) характеристики со значениями 0,1 и 0,9 соответственно.

Предельная частота f_0 – частота синусоидально модулированного потока излучения, при которой чувствительность ФПМ падает до значения 0,707 от чувствительности при немодулированном напряжении.

Емкость ФПМС – собственная емкость ФПМ.

Спектральные характеристики

Спектральная характеристика чувствительности $S(\lambda)$ – зависимость монохроматической чувствительности ФПМ от длины волны регистрируемого потока излучения.

Основные характеристики зависимости параметров

Энергетическая характеристика фототока $I_{\text{ф}}(\Phi)$ – зависимость фототока от потока или плотности потока излучения, падающего на ФПМ.

Энергетическая характеристика напряжения $U_{\text{с}}(\Phi)$ (тока $I_{\text{с}}(\Phi)$) фотосигнала – зависимость напряжения (тока) фотосигнала от потока или плотности потока излучения падающего на ФПМ.

Частотная характеристика чувствительности $S(f)$ – зависимость чувствительности ФПМ от частоты модуляции потока излучения.

Переходная (обратная переходная) нормированная характеристика $h_0(t)$ – отношение фототока, описывающего реакцию ФПМ в зависимости от времени, к установившемуся значению фототока при воздействии импульса излучения в форме единичной ступени (при резком прекращении воздействия излучения).

Поглощение света в твердых телах

При прохождении света через вещество его интенсивность уменьшается, часть энергии излучения поглощается, при этом наблюдаются следующие эффекты:

– эффект возбуждения *фононов* – квантов энергии упругих колебаний кристаллической решетки вещества; проявляется в повышении температуры твердого тела при поглощении излучения; находит применение в некоторых типах тепловых приемников излучения, например болометрах;

– *внутренний фотоэффект* – эффект возбуждения валентных электронов в атомах кристаллической решетки вещества; проявляется в образовании дополнительных свободных носителей в веществе под действием излучения.

В общем случае при взаимодействии электромагнитного излучения с веществом возможны и другие эффекты, однако для их возникновения необходима энергия, существенно превышающая границу оптического диапазона электромагнитных излучений.

Для полупроводника по мере роста температуры происходит тепловое возбуждение части электронов через запрещенную зону, которое создает некоторую концентрацию электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, что и определяет собственную (тепловую) проводимость материала, меньшую проводимости металлов.

Помимо тепловой проводимости в полупроводнике может возникнуть *фотопроводимость*, если энергия падающего кванта излучения достаточна для преодоления энергии запрещенной зоны

$$h\nu \geq E_g.$$

Максимальная длина волны, способная вызвать освобождение электрона, называется *пороговой длиной волны (красной границей фотоэффекта)*

$$\lambda_s = hc/E_g.$$

Эффективность протекания процесса генерации фотоносителей характеризуется *квантовым выходом* η_ϕ – равным отношению числа генерированных пар носителей к числу поглощенных квантов излучения.

В рабочем диапазоне спектра излучения ФПМ величина квантового выхода обычно близка к единице.

Поглощение излучения в материале характеризуется:

– *глубиной поглощения* χ_0 (хи) [см] – толщина слоя материала, после прохождения которого поток излучения уменьшается в $e = 2,718...$ раз;

– *коэффициентом поглощения* [см⁻¹] – величина обратная глубине поглощения $\alpha = 1/\chi_0$.

Поток излучения на глубине x в материале можно определить как:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-x/\chi_0) = \Phi_0 \exp(-\alpha x),$$

где Φ_0 – поток излучения на поверхности материала.

Глубина поглощения зависит от длины волны излучения и материала полупроводника. В общем случае с увеличением длины волны глубина поглощения увеличивается.

Не все кванты падающего потока излучения (даже удовлетворяющие условию $h\nu \geq E_g$) поглощаются материалом, поскольку часть из них отражается от поверхности полупроводника.

Число падающих на поверхность материала в секунду фотонов монохроматического излучения равно

$$N_\lambda = \Phi_\lambda / h\nu = \lambda \Phi_\lambda / hc.$$

Число поглощенных фотонов может быть определено как

$$N_\chi = (1 - R_{\text{отр}}) N_\lambda = (1 - R_{\text{отр}}) \frac{\lambda \Phi_\lambda}{hc},$$

где $R_{\text{отр}}$ – коэффициент отражения материала.

Число освобожденных в секунду электронов или дырок –

$$N_\phi = \eta_\phi N_\chi = \eta_\phi (1 - R_{\text{отр}}) \frac{\lambda \Phi_\lambda}{hc},$$

где η_ϕ – квантовый выход.

При нормальном по отношению к поверхности раздела сред падении потока излучения *коэффициент отражения* определяется как

$$R_{\text{отр}} = (n_2 - n_1)^2 / (n_2 + n_1)^2,$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления 1-й и 2-й сред соответственно.

Для уменьшения потерь на отражение, в оптоэлектронике, как и в обычной оптике, применяют *просветляющие покрытия*. Показатель преломления просветляющего слоя n_3 должен удовлетворять условию $n_1 < n_3 < n_2$, а толщина слоя должна составлять одну четвертую от рабочей длины волны.

Наилучшие результаты получаются, если выполняется равенство

$$n_3 = \sqrt{n_1 n_2}.$$

В зависимости от явлений, происходящих в облучаемом материале, фотоэффект может проявляться как:

– *фотопроводимость* – увеличение проводимости материала за счет появления дополнительных носителей под действием оптического излучения;

- *фотогальванический эффект* – возникновение при воздействии света на структуре со встроенным потенциальным барьером (типа p-n-перехода) фото-ЭДС;
- *фотоэлектромагнитный эффект* – разделение свободных носителей внутри кристалла; наблюдается при наличии внешнего магнитного поля.

Фоторезисторы

Фоторезистор (ФР) – приемник оптического излучения, принцип действия которого основан на эффекте фотопроводимости.

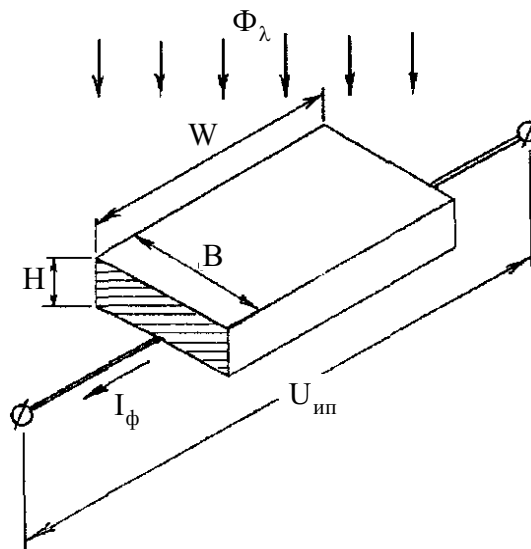
Принцип действия фоторезистора

Предположим, что ФР выполнен из полупроводниковой пластинки n-типа, т.е. имеет *электронный характер* проводимости.

Темновую проводимость полупроводника можно выразить формулой:

$$Y_T = e_0 \mu_n n_0,$$

где e_0 – заряд электрона; μ_n – подвижность электронов в данном материале; n_0 – концентрация свободных электронов при заданной температуре.



В установившемся режиме концентрация свободных электронов определяется как

$$n_0 = \frac{-a}{2S_R} + \sqrt{\frac{a^2}{4S_R^2} + \frac{aN_d}{S_R}},$$

где $a = K_M \exp(-\Delta E_d/kT)$; S_R – коэффициент рекомбинации;

N_d – концентрация атомов примеси в материале.

Фотопроводимость полупроводника можно определить как:

$$Y_\phi = e_0 \mu_n n,$$

где n – концентрация свободных электронов при освещении полупроводника монохроматическим потоком излучения с длиной волны $\lambda \leq hc/E_d$.

Поскольку число освобожденных за счет излучения электронов обычно намного превышает количество электронов от тепловой генерации, концентрацию электронов при освещении в состоянии равновесия можно определить

$$n = \sqrt{n_\phi / S_R},$$

где n_ϕ – число электронов, освобождаемых под действием излучения в секунду в единице объема:

$$n_{\phi} = \frac{1}{\text{HWB}} \eta_{\phi} (1 - R_{\text{отр}}) \frac{\lambda \Phi_{\lambda}}{hc},$$

где произведение HWB – объем полупроводниковой пластинки.

Таким образом выражение для фотопроводимости принимает вид:

$$Y_{\phi} = e_0 \mu_n \sqrt{\frac{1}{S_R} \frac{1}{\text{HWB}} \eta_{\phi} (1 - R_{\text{отр}}) \frac{\lambda \Phi_{\lambda}}{hc}},$$

откуда видно, что проводимость является нелинейной функцией потока излучения $Y_{\phi} \approx \Phi^{\gamma}$. На практике показатель степени γ обычно имеет значение от 1/2 до 1.

Основные характеристики ФР

Сопротивление ФР

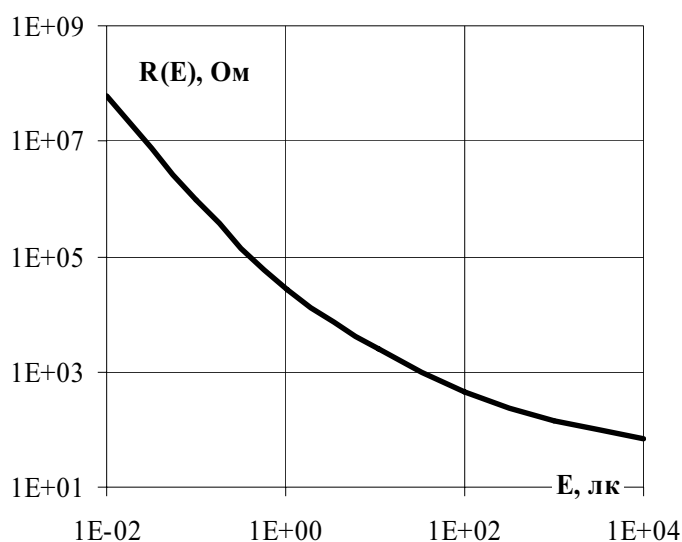
Различают:

- темновое сопротивление ФР;
- характеристику зависимости

сопротивления от падающего потока излучения $R(\Phi)$ или освещенности $R(E)$.

Величина темнового сопротивления R_T зависит от формы, размеров, температуры и материала фоточувствительного элемента ФР и колеблется в очень широких пределах от единиц МОм до десятков и сотен Ом.

Под действием светового излучения величина сопротивления ФР быстро уменьшается. Типичная зависимость сопротивления ФР от освещенности приведена на рисунке.



Под действием светового излучения величина сопротивления ФР быстро уменьшается. Типичная зависимость сопротивления ФР от освещенности приведена на рисунке.

Эквивалентную схему ФР можно представить в виде параллельного соединения темнового R_T и светового R_e сопротивлений.

С учетом выражения для фотопроводимости можно записать, что

$$R_e = a\Phi^{-\gamma},$$

где a – некоторый коэффициент, зависящий от материала и формы ФР, температуры окружающей среды и спектра падающего потока излучения. С ростом освещенности температурная зависимость сопротивления R_e слабеет.

Формула для общего сопротивления ФР запишется в виде

$$R_{\text{ФР}} = \frac{R_T R_e}{R_T + R_e} = \frac{R_T a \Phi^{-\gamma}}{R_T + a \Phi^{-\gamma}}.$$

Чувствительность фоторезистора

Поскольку фотопроводимость ФР обычно намного превосходит его темновую проводимость, а, следовательно, $I_T \ll I_\Phi$, поэтому

$$I = I_\Phi = U_{\text{ип}} / R_{\text{ФР}} = \Phi^\gamma U_{\text{ип}} / a.$$

Для потока излучения известного спектрального состава токовая чувствительность ФР – статический коэффициент преобразования потока излучения в фототок – может быть записана следующим образом:

$$S = I / \Phi = \Phi^{\gamma-1} U_{\text{ип}} / a.$$

ФР является *нелинейным прибором*, и его чувствительность уменьшается с ростом потока излучения. Однако при работе на малом участке характеристики, когда информация заключается в небольших изменениях потока излучения относительно сравнительно большого постоянного среднего уровня, чувствительность ФР можно считать *постоянной*, а изменение сопротивления *квазилинейной функцией* потока.

Чувствительность ФР пропорциональна *приложенному напряжению*, но лишь при *малой* рассеиваемой мощности, так как нагрев ФР за счет выделения джоулева тепла приводит к существенному снижению чувствительности.

Если поток излучения является функцией длины волны $\Phi(\lambda)$, то чувствительность $S(\lambda)$ также оказывается функцией длины волны и называется *спектральной чувствительностью* ФР.

Спектральная чувствительность $S(\lambda)$ является функцией температуры, причем с увеличением температуры происходит уменьшение чувствительности.

Постоянная времени и частотная характеристика ФР

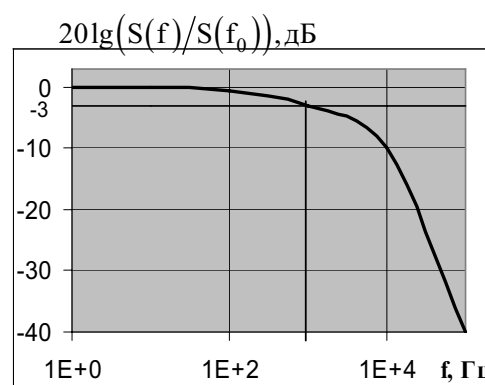
Постоянная времени (время установления) $\tau_{уст}$ позволяет охарактеризовать быстроту, с которой сопротивление ФР принимает новое значение при скачкообразном изменении потока излучения (освещенности).

Постоянная времени определяется физическими процессами, обуславливающими время жизни свободных носителей заряда. Чувствительность ФР также пропорциональна времени жизни носителей, поэтому требования высокой чувствительности вступают в противоречие с требованиями быстродействия.

Постоянная времени ФР обычно существенно превосходит постоянную времени остальной электронной схемы, поэтому быстродействие схемы в целом определяется именно быстродействием ФР.

При воздействии на ФР периодически изменяющегося потока излучения чувствительность ФР уменьшается, когда частота модуляции потока становится сравнимой с величиной, обратной постоянной времени ФР.

Зависимость чувствительности от частоты модуляции потока излучения обычно представляют в виде *частотной характеристики*.



Основным параметром, характеризующим частотную характеристику ФР, является *частота среза* (предельная, граничная частота), для которой значение чувствительности уменьшается на 3 дБ по сравнению с чувствительностью к немодулированному потоку излучения.

Обнаружительная способность

На обнаружительную способность ФР D^* оказывают влияние два основных вида шума:

- *внутренние шумы* ФР, связанные с тепловым возбуждением носителей и флуктуациями процессов генерации-рекомбинации;
- *внешние шумы*, обусловленные фоновым излучением от окружающих предметов.

Для ФР, чувствительных в ИК-области спектра, внешние шумы, как правило, являются основным фактором, ограничивающим обнаружительную способность.

Для снижения внешних шумов применяют специальные конструктивные решения для ограничения поля зрения ФР. Для снижения внутренних шумов применяют охлаждение ФР.

Обнаружительная способность зависит от:

- *длины волны излучения* λ – при отклонении λ от максимума спектральной чувствительности $\lambda_{\text{макс}}$ обнаружительная способность ФР снижается;
- *частоты модуляции потока* – при изменении частоты потока излучения характеристика D^* также проходит через максимум, поскольку на низких частотах начинают преобладать шумы, а на высоких – происходит снижение чувствительности ФР;
- *температуры* – с ростом температуры обнаружительная способность ФР быстро падает;
- *напряжения питания* – с ростом напряжения питания чувствительность увеличивается, однако и шум заметно растет, поэтому существует оптимальное значение $U_{\text{ип}}$, для которого обнаружительная способность максимальна.

Эксплуатационные параметры ФР

Основными эксплуатационными параметрами ФР служат:

- максимально допустимая рассеиваемая мощность $P_{\text{макс}}$;
- максимально допустимое напряжение $U_{\text{макс}}$.

Максимально допустимое напряжение питания цепи ФР ($R_{\text{ФР}} + R_{\text{н}}$) при заданном паспортном значении $U_{\text{макс}}$ определяется выражением:

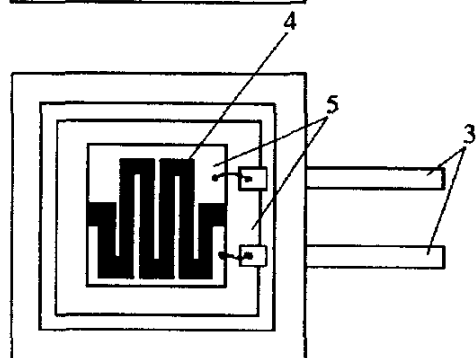
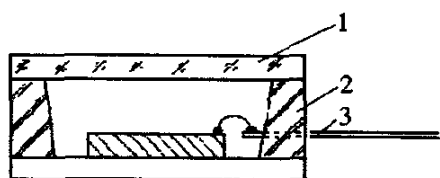
$$U_{\text{ип}} \leq U_{\text{макс}} (R_{\text{н}}/R_{\text{ФР}} + 1),$$

где $R_{\text{н}}$ – сопротивление нагрузки.

Конструкции ФР

ФР представляет собой тонкий слой полупроводникового материала, нанесенный на подложку из стекла или кварца. Электроды выполняются из некорродирующих материалов (Au, Pt, Ag), наносимых вакуумным напылением. Защита полупроводникового слоя от внешних воздействий достигается заделкой в герметичный корпус, заливкой компаундом или покрытие лаком.

Пример конструкции ФР



1 – сапфировое окно;

2 – компаунд;

3 – выводы ФР;

4 – фотопроводящий

слой;

5 – контактные элект-

роды.

Основные достоинства и недостатки ФР

Основными *достоинствами* ФР являются:

- высокая интегральная чувствительность;
- значительная мощность рассеивания;
- малые габариты; – низкая стоимость;
- нетребовательность к источникам питания.

Первые два свойства в совокупности дают возможность непосредственно управлять электрическими цепями без дополнительных усилителей.

К *недостаткам* ФР можно отнести:

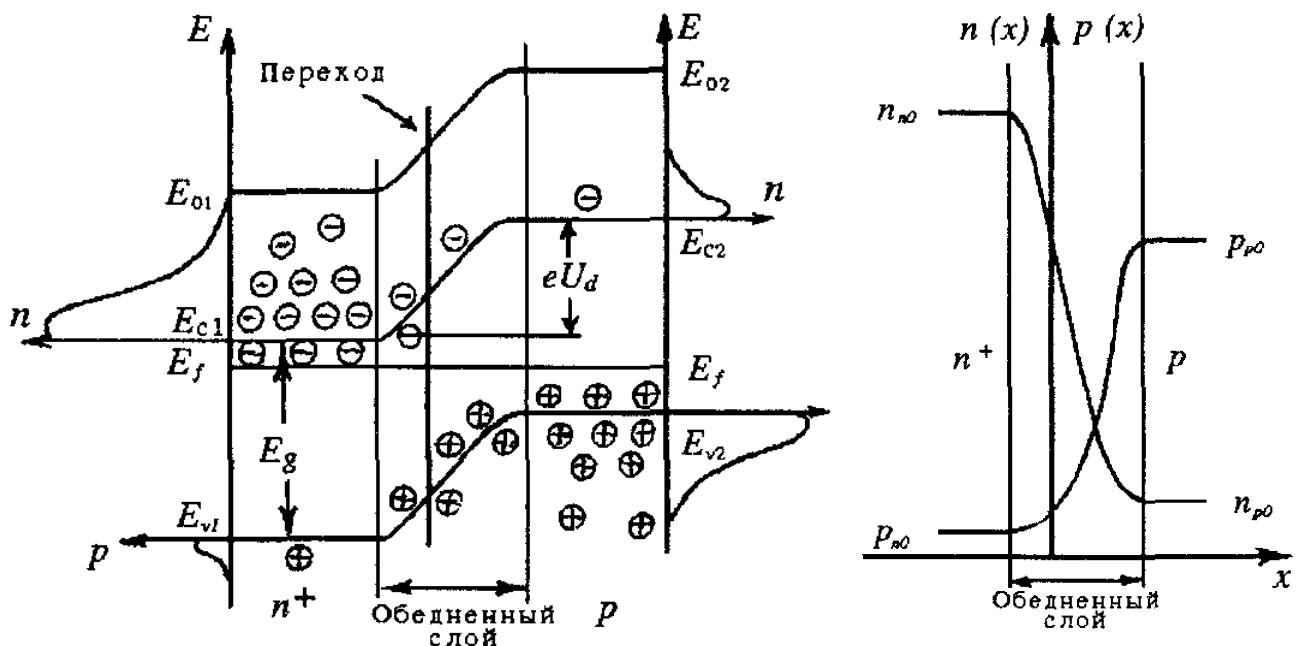
- низкое быстродействие;
- нелинейность передаточной характеристики $I_{\Phi}(\Phi)$;
- значительную зависимость параметров и характеристик от температуры;
- временную нестабильность;
- необходимость охлаждения некоторых типов ФР.

Несмотря на серьезность перечисленных недостатков, ФР находят широкое применение в различных устройствах автоматики и электроники, где нет необходимости в прецизионных измерениях, а достаточно получить оценку уровня принимаемого оптического сигнала.

Фотодиоды

Воздействие света на p-n-переход

Полупроводник в равновесном состоянии ($U = 0$; $\Phi = 0$)



По разные стороны p-n⁺-перехода образуется слой с недостатком свободных носителей – *обедненный слой*.

Уровень Ферми един для обоих материалов, причем в полупроводнике n^+ -типа он располагается в непосредственной близости от края зоны проводимости E_{c1} , поскольку этот материал сильнее легирован.

Область с дырочной проводимостью содержит акцепторные примеси, на которые электроны переводятся под действием температуры из валентной зоны. Область с электронной проводимостью содержит донорные уровни, которые отдали свои электроны в зону проводимости.

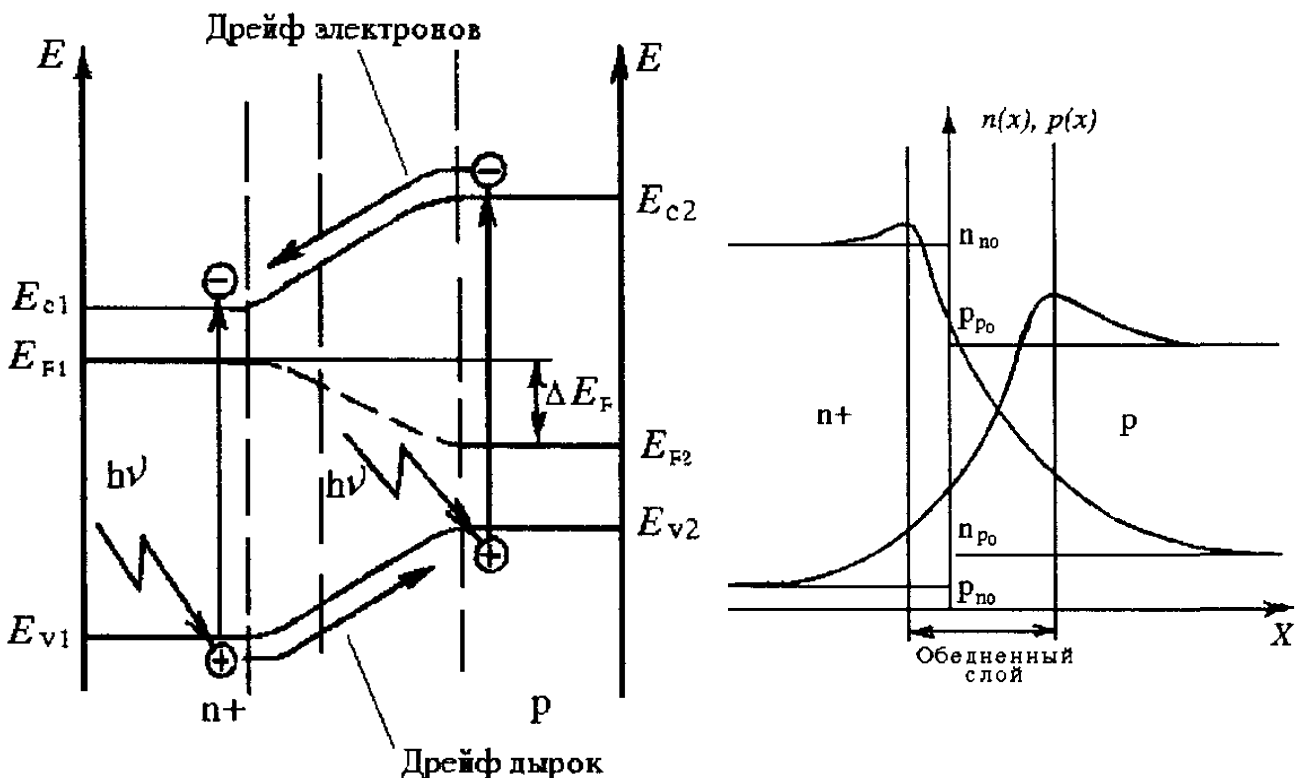
Состояние равновесия поддерживается в переходе благодаря наличию внутреннего электрического поля, которое создается в результате перетока некоторого числа электронов из электронного полупроводника в дырочный.

Это поле образует потенциальный барьер U_d , препятствующий диффузии основных носителей в обедненный слой, и определяет ток через диод.

В результате ток основных носителей, энергия теплового возбуждения которых достаточно велика для преодоления потенциального барьера, компенсируется током неосновных носителей, которые под действием электрического поля свободно движутся через обедненный слой.

Полупроводник под действием потока излучения ($U = 0$; $\Phi > 0$)

Поток излучения является монохроматическим с длиной волны $\lambda \leq \lambda_g$.



При поглощении кванта электромагнитной энергии в полупроводнике генерируются пары носителей электрон-дырка. Если генерация произошла:

– в *глубине* р(п)-области – возникшие носители быстро (в течение времени жизни) рекомбинируют между собой и не нарушают равновесного состояния;

– в *обедненном слое* – носители разделяются; *основные носители* не могут преодолеть потенциальный барьер и остаются в своей области (электроны в п-области, дырки в р-области); *неосновные носители* под действием поля пересекают р-п-переход, их концентрация по обе его стороны увеличивается, в результате равновесное состояние нарушается, уровни Ферми смещаются один относительно другого, потенциальный барьер уменьшается.

Падающее излучение должно достигать обедненного слоя, проходя через область n^+ без заметного ослабления, следовательно, толщина слоя n^+ должна выбираться исходя из глубины поглощения χ_0 , поскольку в этом случае большинство квантов достигнут обедненного слоя.

Накопление сгенерированных светом носителей имеет ограничение, т.к. одновременно с ростом заряда происходит снижение высоты потенциального барьера, что вызывает уменьшение величины внутреннего поля и увеличение встречного потока носителей, вызванных тепловым возбуждением.

Это равновесие можно записать в виде уравнения токов:

$$I_{\phi} + \left[1 - \exp\left(\frac{e_0 \Delta U_d}{kT}\right) \right] I_0 = 0,$$

где I_{ϕ} – ток, обусловленный процессом поглощения излучения;

I_0 – обратный ток через р-п-переход;

$e_0 \Delta U_d = \Delta E_F$ – величина изменения энергии потенциального барьера.

Откуда разность потенциалов, на которую изменилась величина потенциального барьера ΔU_d , можно выразить следующим образом:

$$\Delta U_d = \frac{kT}{e_0} \ln \left(1 + \frac{I_{\phi}}{I_0} \right).$$

Фототок I_ϕ можно записать в виде:

$$I_\phi = e_0 N_\phi = e_0 \eta_\phi (1 - R_{\text{отр}}) \frac{\lambda \Phi_\lambda}{hc} = \frac{e_0 \eta_\phi (1 - R_{\text{отр}}) \lambda}{hc} \Phi_0 \exp\left(-\frac{x}{\chi_0}\right).$$

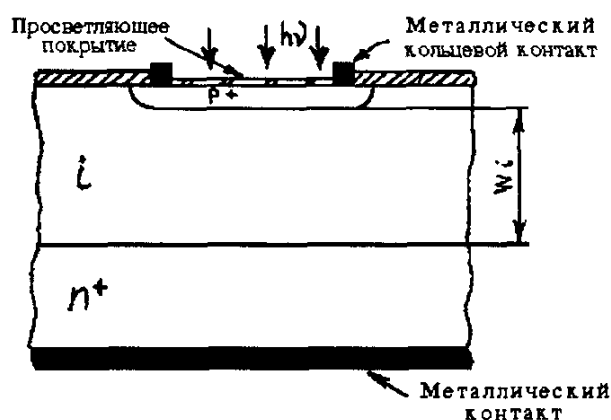
Таким образом, в данном выражении учитываются важные моменты, влияющие на преобразование света в напряжение электрического тока:

- отражение от поверхности полупроводника;
- глубина поглощения излучения;
- квантовый выход.

Разность потенциалов, возникающую в р-п-переходе под действием света, называют *фото-ЭДС*. Величина фото-ЭДС не может превышать величины потенциального барьера в равновесном переходе, т.к. для разделения носителей необходим потенциальный барьер, а уменьшение барьера ухудшает разделительные свойства перехода.

Устройство р-і-п-фотодиода

На основе р-п-переходов функционирует основная масса современных ФПМ. К числу наиболее простых и распространенных относятся р-і-п-фотодиоды. Такие фотодиоды (ФД) представляют собой трехслойную структуру, в которой между слоями р и п типов находится слаболегированный тонкий і-слой (слой с собственной проводимостью).



Такая структура позволяет сформировать тонкий высоколегированный р-слой, практически полностью пропускающий падающее излучение, на поверхности і-слоя с собственной проводимостью п-типа. Распространение обедненного слоя внутри материала пропорционально его удельному сопротивлению, поэтому этот слой особенно широк на границах р-і и п-і.

Обратного напряжения в несколько вольт достаточно, чтобы обедненная область распространилась на весь i -слой. Ширина i -слоя выбирается таким образом, чтобы обеспечить практически полное поглощение падающего излучения, что позволяет получить высокую квантовую эффективность.

Собственную емкость ФД можно представить как емкость плоского конденсатора и записать в виде

$$C_{\text{фд}} = \epsilon\epsilon_0 A_{\text{p-n}} / w_i,$$

где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума;

$A_{\text{p-n}}$ – площадь р-п-перехода;

w_i – в данном случае ширина слоя объемного заряда.

Режимы работы фотодиода

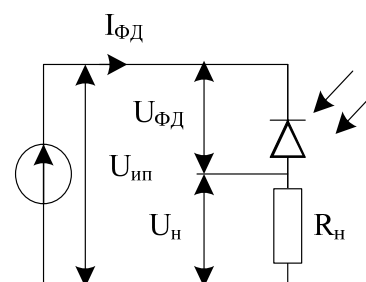
В зависимости от схемы подключения ФД к электрической цепи различают два режима работы ФД:

– *фотодиодный* – внешний источник питания смещает р-п-переход ФД в обратном направлении;

– *фотогальванический* – ФД не имеет внешнего источника питания, он работает как преобразователь энергии светового излучения в электрическую и эквивалентен генератору.

Фотодиодный режим

Схема характеризуется наличием источника ЭДС $U_{\text{ип}}$, напряжение которого приложено к диоду в обратном направлении, и нагрузочным резистором $R_{\text{н}}$, с которого снимается выходной сигнал $U_{\text{н}}$.



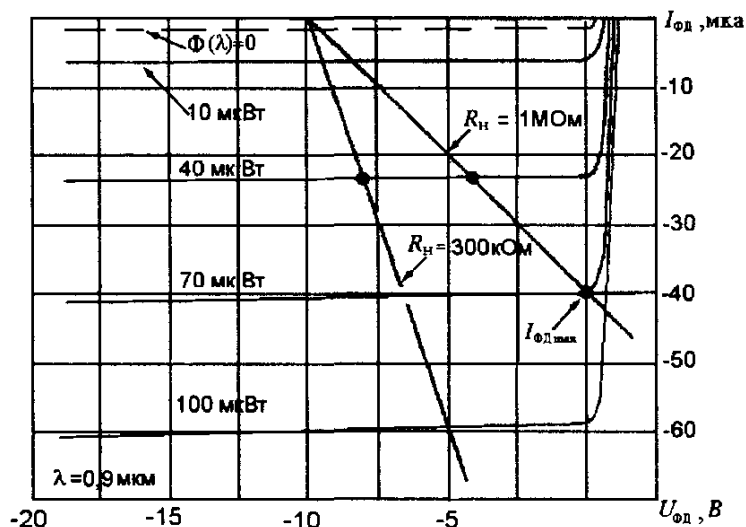
Ток, протекающий через ФД в обратном смещении, равен:

$$I_{\text{ФД}} = I_{\text{ф}} + \left[1 - \exp\left(\frac{e_0 U_{\text{ФД}}}{kT}\right) \right] I_0.$$

При достаточно большом обратном напряжении $U_{\text{ФД}}$ экспоненциальный член становится достаточно малым и тогда:

$$I_{\text{ФД}} = I_{\text{ф}} + I_0.$$

ФД характеризуется семейством вольтамперных характеристик. Типовая вольтамперная характеристика ФД в фотодиодном включении имеет вид.



Максимальный поток излучения, который можно зарегистрировать при заданных $R_{\text{н}}$ и $U_{\text{ип}}$, определяется пересечением нагрузочной кривой с осью ординат. В аналитической форме это можно записать следующим образом:

$$R_{\text{нmax}} = U_{\text{ип}} / I_{\text{ФДmax}} = U_{\text{ип}} / (S_{\text{I}} \Phi_{\text{max}}) \Rightarrow \Phi_{\text{max}} = U_{\text{ип}} / (S_{\text{I}} R_{\text{нmax}}),$$

где S_{I} — токовая чувствительность ФД;

Φ_{max} — максимальный поток излучения, который может зарегистрировать ФД в фотодиодном режиме.

Фотодиодный режим является *линейным*, т.к. ток $I_{\text{ФД}}$ через ФД и напряжение на нагрузке $U_{\text{н}} = R_{\text{н}} I_{\text{ФД}}$ прямо пропорциональны потоку излучения.

Фотогальванический режим

ФД в этом режиме эквивалентен генератору, характеризующемуся напряжением холостого хода U_{xx} или током короткого замыкания $I_{кз}$.

Для определения напряжения U_{xx} воспользуемся уже известным уравнением для токов:

$$I_{\phi} + \left[1 - \exp\left(\frac{e_0 U_{xx}}{kT}\right) \right] I_0 = 0,$$

т.к. U_{xx} фактически равно изменению потенциала барьера p-n-перехода ΔU_d .

Откуда
$$U_{xx} = kT/e_0 \ln\left(1 + I_{\phi}/I_0\right).$$

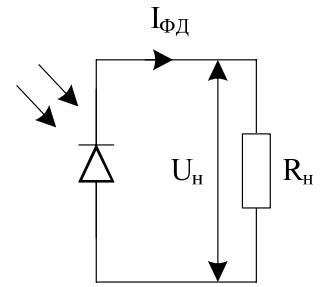
Отсюда следует, что зависимость напряжения на ФД от фототока, а следовательно, и от потока излучения:

при малой облученности ($I_{\phi} \ll I_0$) – близка к линейной

$$U_{xx} \approx \frac{kT}{e_0} \frac{I_{\phi}}{I_0};$$

при сильной облученности ($I_{\phi} \gg I_0$) – является логарифмической

$$U_{xx} \approx \frac{kT}{e_0} \ln\left(\frac{I_{\phi}}{I_0}\right).$$

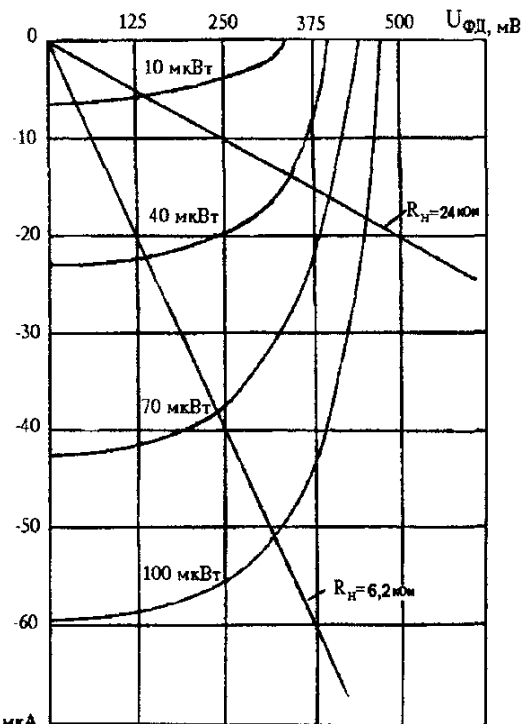


Также как и в фотодиодном включении ФД характеризуется семейством вольт-амперных характеристик. Типовая вольт-амперная характеристика ФД в фотогальваническом включении имеет вид.

Если к ФД подсоединить достаточно малый резистор R_n , то ток $I_{ФД}$, протекающий через него, будет фактически равен току короткого замыкания $I_{кз}$.

Для тока короткого замыкания сохраняется прямо пропорциональная зависимость от потока излучения, в то время

как напряжение холостого хода имеет логарифмическую зависимость от потока излучения.



Важной особенностью режима короткого замыкания является практически полное отсутствие темнового тока, т.к. без внешнего источника питания при отсутствии оптического излучения ток через диод не протекает; при этом существенно снижается дробовой шум.

При таком включении можно измерять очень слабые потоки излучения.

Основные параметры и характеристики ФД

Отличительная особенность ФД – в случае заданного спектрального состава излучения фототок I_ϕ с очень высокой точностью пропорционален падающему потоку Φ_λ . Линейность этой зависимости сохраняется в очень широком диапазоне изменения потока.

Спектральная характеристика ФД

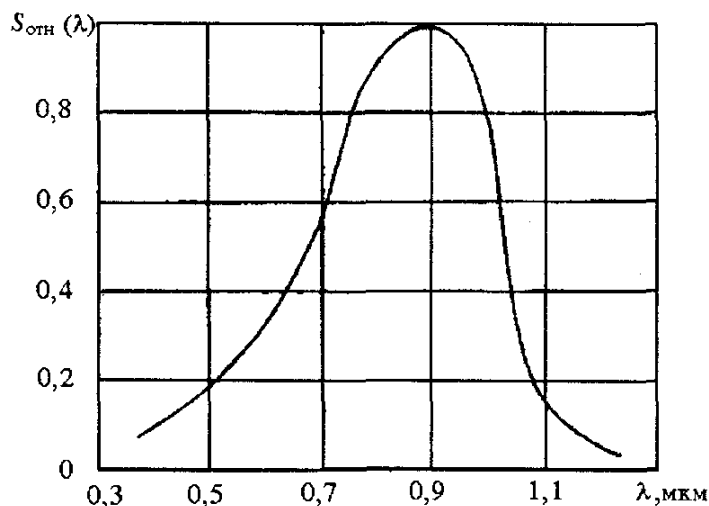
$$S(\lambda) = \frac{\Delta I_\phi(\lambda)}{\Delta \Phi_\lambda} = \frac{e_0 \eta_\phi (1 - R_{\text{отр}}) \lambda}{hc} \exp\left(-\frac{x}{\chi_0}\right),$$

где $\lambda \leq \lambda_s$, а коэффициенты η_ϕ , $R_{\text{отр}}$ и χ_0 являются функциями длины волны.

Для каждого типа ФД разработчик паспортизирует спектральную чувствительность, приводя:

– характеристику относительной спектральной чувствительности $S_{\text{отн}}(\lambda) = S(\lambda)/S_{\lambda_{\text{max}}}$;

– абсолютную величину спектральной чувствительности при длине волны, соответствующей ее максимуму $S_{\lambda_{\text{max}}} = S(\lambda = \lambda_{\text{max}})$.

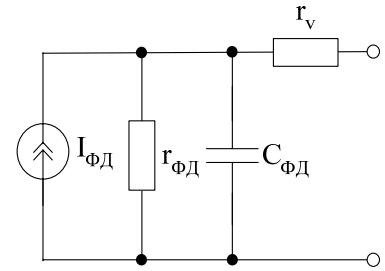


Увеличение температуры приводит к сдвигу характеристики спектральной чувствительности в сторону более длинных волн.

Температурный коэффициент фототока равен $(1/I_\phi)(dI_\phi/dT)$ и имеет порядок 0,1[%/K].

При анализе *быстродействия* и *частотных характеристик* фотодиода пользуются эквивалентной схемой, содержащей:

- источник тока $I_{\text{ФД}} = I_{\text{ф}} + I_0$;
- резистор $r_{\text{ФД}}$ – динамическое сопротивление p-n-перехода;

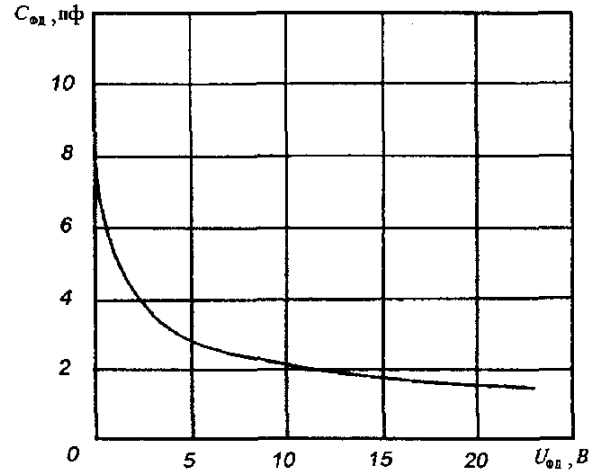


– резистор r_v – контактное сопротивление полупроводника (обычно от единиц до десятков Ом), т.е. значительно меньше сопротивления нагрузки;

- емкость $C_{\text{ФД}}$ – барьерная емкость p-n-перехода.

Величина емкости $C_{\text{ФД}}$ сильно зависит от напряжения на ФД:

- нескольких десятков пикофарад – при отсутствии напряжения на ФД;
- единицы (у быстродействующих ФД – доли) пикофарад – при подаче напряжения обратного смещения.

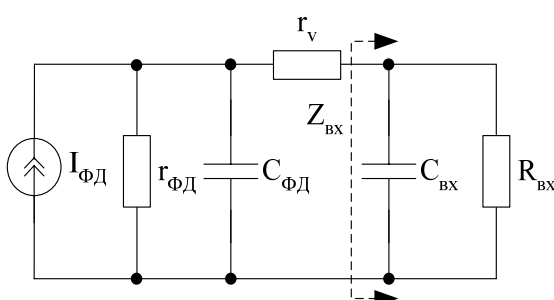


Реакция на ступенчатое изменение потока излучения проявляется в ФД очень быстро ($\tau_{\text{ФД}}^{0,1} \sim 1\text{ пс}$), однако время установления $\tau_{\text{уст}}$ и связанное с ним время нарастания $t_{0,1-0,9}$ и спада $t_{0,9-0,1}$ фронта обычно существенно больше, поскольку определяются инерционными параметрами не только ФД, но и комплексным входным сопротивлением усилителя фототока.

Эквивалентная схема такой цепи помимо уже известных компонент включает:

$R_{\text{вх}}$ – активную составляющую сопротивления входной цепи усилителя;

$C_{\text{вх}}$ – паразитную входную емкость, в том числе и емкость монтажа.



Для получения оценочной формулы для постоянной времени τ цепи сопротивлением r_v можно пренебречь, тогда:

$$\tau = (C_{\text{ФД}} + C_{\text{вх}}) \frac{r_{\text{ФД}} R_{\text{вх}}}{r_{\text{ФД}} + R_{\text{вх}}},$$

а с учетом того, что $R_{\text{вх}} \ll r_{\text{ФД}} \approx 10^9$ Ом, можно записать:

$$\tau = (C_{\text{ФД}} + C_{\text{вх}}) R_{\text{вх}}.$$

Таким образом, быстродействие схем с ФД зависит от *емкости ФД, паразитной емкости и сопротивления внешней цепи*. Это справедливо как для фотодиодного, так и для фотогальванического режимов; следует только помнить о зависимости емкости ФД от приложенного к нему напряжения.

Граничную частоту передачи схемы определяют следующим образом:

$$f_{\text{гр}} = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi(C_{\text{ФД}} + C_{\text{вх}})R_{\text{вх}}} \approx \frac{0,35}{t_{0,1-0,9}}.$$

Граничная частота, как и время установления, зависит от режима работы ФД и сопротивления нагрузки $R_{\text{вх}}$.

Амплитудно-частотная характеристика для данной схемы выражается следующей формулой:

$$U(f) = S_{\lambda} \Phi_{\lambda} R_{\text{вх}} \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_{\text{гр}})^2}},$$

где f – частота модуляции потока Φ_{λ} излучения.

Темновой ток I_0 ФД при комнатной температуре очень незначителен и составляет единицы наноампер, однако с ростом температуры он быстро возрастает, тем самым снижая порог чувствительности ФД.

При работе ФД в фотогальваническом режиме температурная зависимость остается, т.к. напряжение холостого хода $U_{\text{хх}}$ является функцией температуры, причем температурный коэффициент $(1/U_{\text{хх}})(dU_{\text{хх}}/dT) \sim 0,8$ [%/K].

При рассмотрении *шумовых параметров* ФД, выделяют три основных источника шумового тока.

1. *Дробовой шум* – вызван флуктуациями числа электронов, проходящих через ФД, при неизменном внешнем обратном напряжении на нем. Спектральная плотность дробового шума ФД равна:

$$\left(I_{\text{шд}}^*\right)^2 = 2e_0 (I_{\text{ф}} + I_0) \Delta f,$$

где f – полоса частот.

2. *Тепловой шум* (шум Джонсона) – определяется флуктуациями движения носителей заряда под действием теплового возбуждения. Спектральная плотность теплового шума равна:

$$\left(I_{\text{шт}}^*\right)^2 = 4kT \Delta f / r_{\text{ФД}},$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура, К.

3. *Генерационно-рекомбинационные шумы* $I_{\text{шгр}}^*$ и шумы типа $1/f$, проявляются, как правило, только на низких частотах, поэтому учитываются редко.

Обычно шумы отдельных источников являются независимыми, в этом случае общий шумовой ток ФД, который и определяет обнаружительную способность D^* , можно определить по формуле:

$$\left(I_{\text{ш}}^*\right)^2 = \left(I_{\text{шд}}^*\right)^2 + \left(I_{\text{шт}}^*\right)^2 + \left(I_{\text{шгр}}^*\right)^2.$$

Проанализировав вклад каждого из слагаемых, можно сделать вывод, что главным источником шума ФД является дробовой шум, обусловленный, прежде всего, темновым током I_0 . Тогда выражение для удельной обнаружительной способности можно записать в следующем виде:

$$D^* = \sqrt{AS} \sqrt{\Delta f} / \sqrt{\left(I_{\text{ш}}^*\right)^2} = \sqrt{AS} \sqrt{\Delta f} / \sqrt{2e_0 I_0 \Delta f},$$

где A – площадь фоточувствительного элемента; S – чувствительность ФД.

Обнаружительная способность зависит от типа ФД, длины волны и температуры и составляет от 10^{10} до 10^{13} [см $\sqrt{\Gamma_{\text{ц}}}$ /Вт]. Ее максимум наблюдается на длине волны, соответствующей максимуму спектральной характеристики. С понижением температуры обнаружительная способность увеличивается.

В реальных схемах ФД всегда работает на нагрузку, которая является дополнительным источником шума. Поскольку сопротивление нагрузки включено последовательно с r_v , то спектральная плотность шума будет равна:

$$\left(I_{\text{шR}}^*\right)^2 = 4kT \Delta f / (R_{\text{вх}} + r_v), \text{ а для случая } R_{\text{вх}} \gg r_v - \left(I_{\text{шR}}^*\right)^2 = 4kT \Delta f / R_{\text{вх}}.$$

Шум сопротивления нагрузки будет меньше шума ФД в случае, если:

$$4kT \Delta f / R_{\text{вх}} < A \Delta f (S/D^*)^2, \text{ т.е. при } R_{\text{вх}} > \frac{4kT}{A} \left(\frac{D^*}{S} \right)^2.$$

Таким образом, для увеличения обнаружительной способности ФД необходимо увеличивать сопротивление нагрузки $R_{\text{вх}}$. Однако использование больших сопротивлений нагрузки часто оказывается невозможным, поскольку вызывает сильное ухудшение частотной характеристики из-за увеличения постоянной времени. Поэтому выбор $R_{\text{вх}}$ должен производиться на основе компромисса между высокой граничной частотой и малыми шумами.

Основные достоинства и недостатки р-і-п-фотодиодов

Достоинства р-і-п-ФД, обусловлены особенностями их структуры:

1. Высокая фоточувствительность, практически близкая к теоретическому пределу, за счет полного поглощения излучения в области объемного заряда и эффективного разделения свободных носителей.

61

2. Высокое быстродействие, обусловленное дрейфом фотоносителей в сильном поле р-п-перехода вместо их диффузии в простом ФД.

3. Малая барьерная емкость.

4. Электрическая совместимость с ИС по питающим напряжениям и токам.

К основным недостаткам р-і-п-ФД следует отнести высокие требования к чистоте исходного материала и плохую технологическую совместимость с тонкими легированными слоями ИС.

Фотодиоды с барьером Шотки

Недостатки обычных ФД:

– низкая чувствительность в коротковолновом диапазоне спектра из-за сильного поглощения в приповерхностном слое;

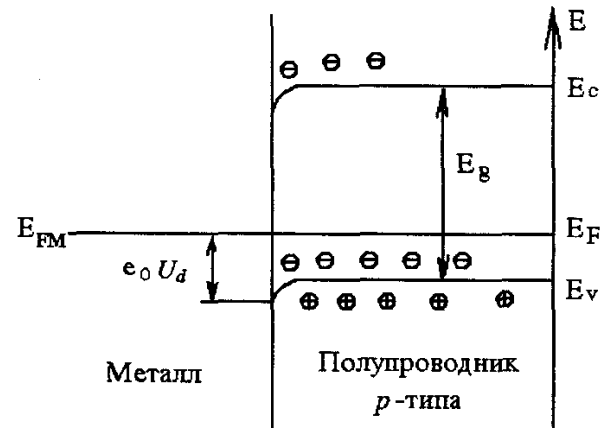
– не чувствительность к излучению с длиной волны больше λ_s , определяемой шириной запрещенной зоны для данного полупроводника.

Этих недостатков лишены поверхностно-барьерные ФД – ПБФД (фотодиоды Шотки), у которых потенциальный барьер образуется не в толще полупроводника, а на его поверхности при контакте с определенными металлами.

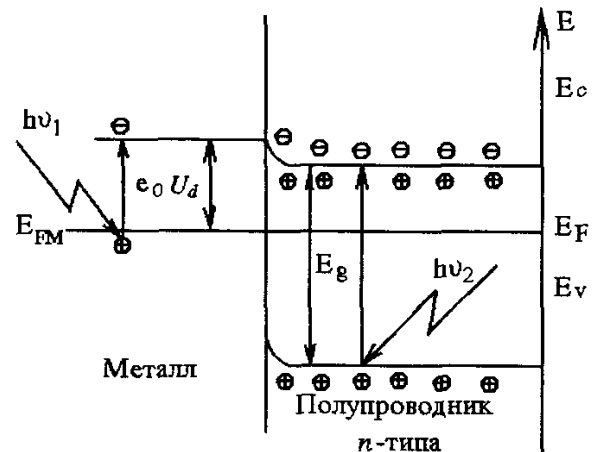
В зависимости от расположения уровня Ферми в металле возможен его контакт с полупроводниками как р-, так и n-типа.

При контакте с полупроводником р-типа, часть электронов переходит из металла в р-область полупроводника.

Это вызывает дополнительную рекомбинацию и на границе металл-полупроводник создается объемный отрицательный заряд ионов акцепторов, что приводит к образованию электрического поля, препятствующего дальнейшему перемещению электронов из металла в полупроводник. Возникает динамическое равновесие в области перехода.



Полупроводник n-типа при контакте с металлом отдает часть электронов в металл. При этом вблизи границы металл-полупроводник образуется объемный заряд положительных ионов-доноров, которые образуют электрическое поле, препятствующее дальнейшему перемещению электронов. Так образуется равновесный поверхностный потенциал.



Потенциальный барьер в приповерхностном слое $e_0 U_d$ называется *барьером Шотки*. Он является аналогом барьера в р-n-переходе. Фототок в таком ФД образуется за счет как межзонных переходов в полупроводнике, так и фотоэмиссии электронов из металла в полупроводник через потенциальный барьер $e_0 U_d$, при этом достаточно, чтобы $h\nu > e_0 U_d$.

Основной вклад в фототок вносят электронно-дырочные пары, возбуждаемые в полупроводнике в пределах диффузной длины от обедненного слоя.

Фототок, возникающий за счет фотоэмиссии, существенно меньше фототока от межзонных переходов, однако подбор материалов полупроводника и контактного слоя позволяет за счет фотоэмиссионного эффекта существенно передвинуть длинноволновую границу.

ФД Шотки работают исключительно на основных носителях, инжекция неосновных носителей, как в ФД на основе p-n-перехода, в них не происходит.

Высококачественный контакт с металлом на поверхности полупроводника осуществляется путем напыления тонкого металлического слоя в вакууме. Толщина металлической пленки для обеспечения хорошей прозрачности во всем спектральном диапазоне не превышает 10^{-9} м.

Основные достоинства ФД Шотки:

1. Спектральная характеристика имеет большую ширину за счет смещения и коротковолновой, и длинноволновой границ фотоэффекта.

2. Быстродействие определяется только временем пролета носителей через область объемного заряда ($\sim 10^{-10}$ с), малая собственная постоянная времени.

3. Высокая чувствительность и квантовая эффективность. Малый темновой ток.

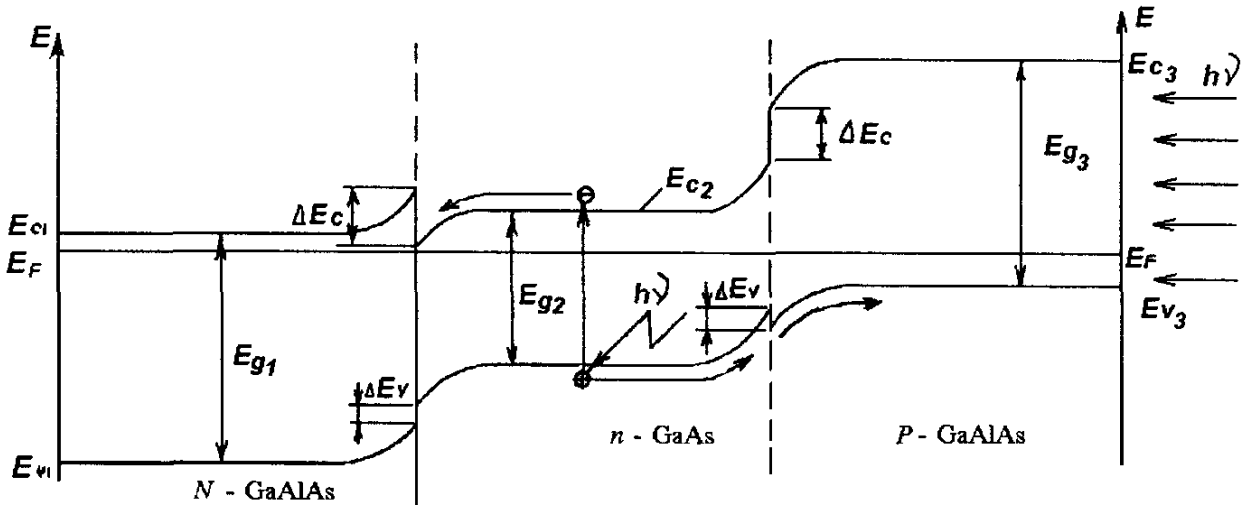
4. Возможность создания выпрямляющих контактов на основе практически любых полупроводниковых структур, т.е. ФД с заданной высотой барьера.

5. Технологическая совместимость с ИС.

Гетерофотодиоды

В гетерофотодиодах для образования перехода используются два вида полупроводников с различной шириной запрещенной зоны, в отличие от рассматриваемых ранее гомофотодиодов, в которых использовались полупроводники одного вида с одинаковой шириной запрещенной зоны. Различают фотодиоды с односторонней и двусторонней гетероструктурой.

Типичными и наиболее хорошо разработанными являются гетероструктуры в тройном соединении вида $Ga_{1-x}Al_xAs$, получаемые путем замещения в кристалле GaAs части атомов галлия алюминием. По мере увеличения доли x замещенных атомов ширина запрещенной зоны изменяется от 1,4 эВ (для чистого GaAs) до 2,2 эВ (для чистого AlAs).



В состоянии равновесия энергии уровней Ферми для всех областей одинакова. По обеим сторонам границ N-n и n-P возникает объемный заряд, который приводит к изгибу энергетических зон. Из-за различия работ выхода на границах раздела появляются разрывы зоны проводимости и валентной зоны.

Гетероструктуры по сравнению с обычными p-n-переходами обладают двумя важными отличительными особенностями:

- *односторонняя инжекция* – скачок потенциала на границе n-P представляет собой барьер для дырок n-области; второй потенциальный барьер на границе N-n препятствует выходу из этой области электронов, обеспечивает их локализацию и тем самым повышает быстродействие диода;

- резкое отличие *оптических свойств* различных областей кристалла – проявляется прежде всего в том, что длина волны поглощаемого в n-области излучения лежит правее красной границы поглощения области P $E_{g2} < h\lambda/c < E_{g1} = E_{g3}$, которую можно рассматривать как широкозонное «окно», через которое излучение проходит практически без поглощения.

Основное достоинство гетерофотодиодов – возможность подбора полупроводникового материала для активной области, чтобы обеспечить:

- полное поглощение излучения при незначительной толщине слоя, что позволяет получить сочетание высокого быстродействия и практически 100% квантовой эффективности при незначительных питающих напряжениях;

- повышенное значение фото-ЭДС (0,8...1,1 В);
- меньшие темновые токи;
- расширенный температурный диапазон;
- повышенную устойчивость к проникающей радиации.

Основным недостатком гетерофотодиодов является присущая вообще гетероструктурам сложность изготовления.

Лавинные фотодиоды

Для создания быстродействующих ФПМ с высокой чувствительностью часто используют эффект лавинного умножения носителей в сильном электрическом поле. Полупроводниковые приборы, работающие на основе этого эффекта, получили название *лавинных фотодиодов* (ЛФД).

При лавинном умножении кроме полезного сигнала усиливаются также тепловой и дробовой шум. Тем не менее общий эффект от введения внутреннего усиления ФД остается положительным при условии, что шумы ЛФД существенно ниже шумов усилителя фототока.

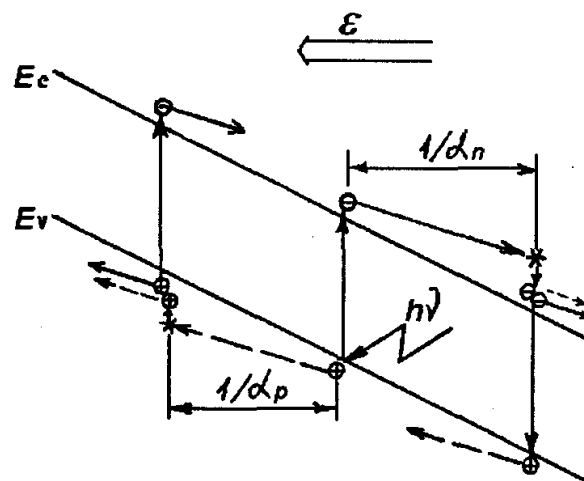
Механизм лавинного умножения

Свободные носители заряда в полупроводнике ускоряются под действием сильного электрического поля и достигают энергии, достаточной для перевода электрона в зону проводимости.

Величина поля, достаточная для ионизации, зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника.

Минимальная энергия, необходимая для ионизации, называется *пороговой* $E_{пор}$ и зависит от E_g , температуры и вида зонной структуры полупроводника.

Лавинное размножение носителей характеризуется *коэффициентами ионизации* α_n (для электронов) и α_p (для дырок) – величинами, обратными расстояниям, которые необходимо пройти носителям заряда в электрическом поле до следующего ионизационного столкновения.



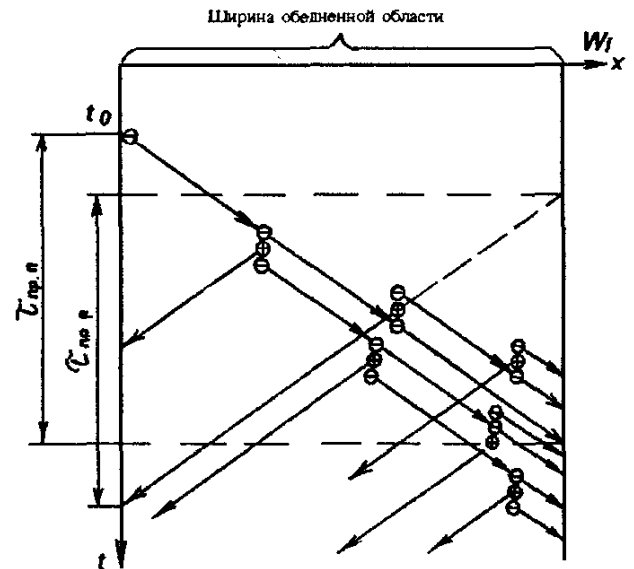
Рожденная в столкновении новая пара носителей может, в свою очередь, участвовать в процессе ионизации, поэтому ряд последовательных ионизационных столкновений создает *лавинное умножение*.

Соотношение коэффициентов α_n и α_p зависит от материала, в котором идет процесс ионизации, направления поля и его напряженности.

Рассмотрим два предельных случая: чисто электронная инжекция ($\alpha_p = 0$) и равенство коэффициентов $\alpha_n = \alpha_p$.

В первом случае инжектированный электрон разгоняется в поле до тех пор, пока не ионизирует при столкновении новую пару носителей заряда.

Далее первичный и вторичный электроны вновь разгоняются до очередного столкновения, пока не пролетят через всю обедненную область, т.е. в течение времени пролета электрона.



Поскольку $\alpha_p = 0$, то дырки, созданные в процессе столкновений, дрейфуют влево, не участвуя в процессе генерации, а максимальное время, в течение которого все носители, возникшие в результате поглощения фотона, покинут обедненную область, ограничено суммой времен пролета электронов и дырок.

Коэффициент умножения определяется как:

$$M_n = \exp(\alpha_n W_i).$$

Ток через обедненную область экспоненциально возрастает с увеличением α_n , а поскольку последний является функцией напряженности поля, то можно достаточно просто управлять коэффициентом умножения с помощью изменения напряжения смещения ЛФД.

Во втором случае, когда $\alpha_n = \alpha_p$, инжектируемый электрон также создает электронно-дырочную пару. Однако в этом случае дырка, ускоряясь в электрическом поле, в свою очередь, может вызвать ионизацию.

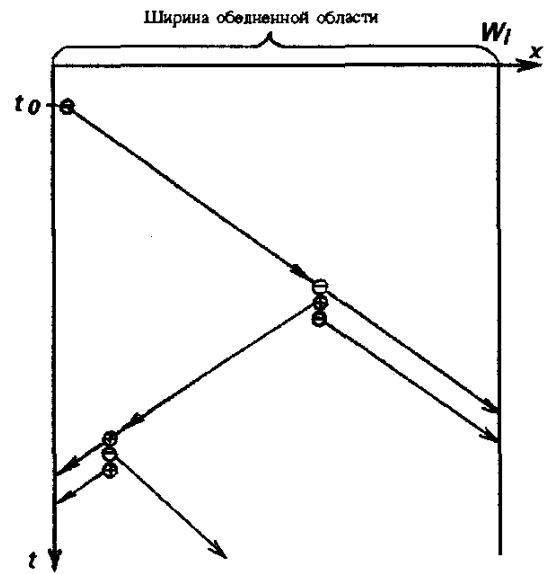
В результате возникает эффект положительной обратной связи, т.е. получается, что если в течение времени пролета носителей через обедненный слой образовалась

более чем одна пара носителей, то процесс начинает поддерживать сам себя.

Коэффициент умножения можно записать в виде:

$$M_n = M_p = (1 - \alpha_n W_i)^{-1}.$$

Лавинный процесс в этом случае резко выражен и возникает при равенстве $\alpha_n W_i = 1$. Общая длительность лавинного процесса существенно больше, чем сумма времен пролета, и зависит от коэффициента умножения.



В первом случае постоянная времени ЛФД и ширина полосы частот не зависят от коэффициента умножения, а во втором – ЛФД имеет ограничение по произведению коэффициента умножения M на полосу пропускания Δf .

Шумовые параметры ЛФД

Спектральная плотность шумового тока ЛФД определяется как:

$$\left(I_{ш}^*\right)^2 = 2e_0 \left(I_{\phi} + I_0\right) K_{ш} M^2 \Delta f,$$

где $K_{ш}$ – коэффициент избыточного шума (шум-фактор), зависящий от коэффициента лавинного умножения и отношения α_n/α_p :

$$K_{ш}(M) = M \left(1 - \frac{(1 - \alpha_p/\alpha_n)(M-1)^2}{M^2} \right).$$

На практике обычно пользуются более простой аппроксимацией:

$$K_{ш}(M) = M^x,$$

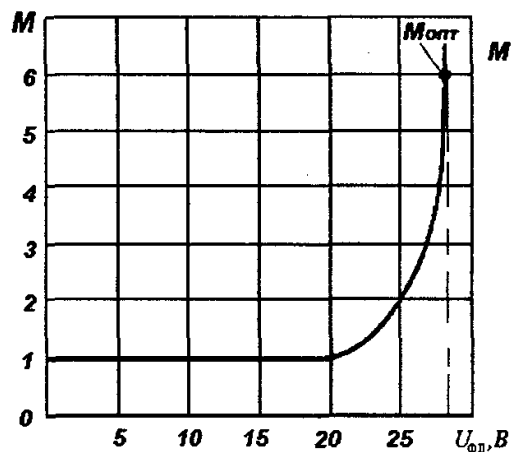
где x – коэффициент, зависящий от типа носителей и материала, $x = 0,2 \dots 1$.

Для случая $\alpha_p = 0$ значение шум-фактора стремится к своему предельному (минимальному) значению $K_{ш}(M) \rightarrow 2$. При равенстве коэффициентов ионизации $\alpha_n/\alpha_p = 1 - K_{ш}(M) = M$.

Основным требованием к материалу для ЛФД является преобладание либо чисто электронной ($\alpha_p \rightarrow 0$), либо дырочной ($\alpha_n \rightarrow 0$) инжекции. При этом достигается более стабильное усиление ЛФД, большая широкополосность, минимизируются вносимые шумы.

Основное отличие системы параметров ЛФД составляет коэффициент лавинного умножения M . Его величина приводится в паспорте при определенных напряжении смещения и температуре.

Начиная с некоторого значения обратного напряжения M начинает резко возрастать, что обуславливает необходимость стабилизации напряжения питания фотодиода, а сильная зависимость M от температуры требует, кроме того, применения термокомпенсации или термостатирования для схем с ЛФД.



Основные недостатки ЛФД:

- сложность технологии изготовления – высокая стоимость;
- необходимость достаточно высокого питающего напряжения (30...400 В);
- высокая стабильность напряжения питания с учетом влияния температуры.

Эти недостатки существенно ограничивают области применения ЛФД. Благодаря сочетанию высокого коэффициента усиления и хорошего быстродействия они, в основном, используются в линиях волоконно-оптической связи.

Источники оптического излучения

Виды генерации оптического излучения

– *тепловое излучение* – присуще всем нагретым телам; спектр излучения (светимость) описывается формулой Планка:

$$M_e(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1 \right)^{-1};$$

при температуре, близкой к комнатной, или при незначительном нагреве спектр излучения тела практически целиком лежит в ИК-области;

при нагреве тела до значительной температуры (1000 К) происходит смещение максимума теплового излучения в видимую область спектра;

пример теплового излучателя – электрическая лампа накаливания;

основные недостатки: высокая инерционность, низкий КПД, отсутствие направленности, очень широкий спектр излучения, хрупкость и несовместимость с технологией ИС → тепловые излучатели находят ограниченное применение в оптоэлектронике – в некоторых типах оптронов и оптронных схем;

– *люминесцентное излучение* – генераторы на его основе составляют основу современной оптоэлектроники;

Основные виды люминесценции:

– *электролюминесценция* – возбуждение атомов вещества под действием электрического поля;

– *фотолюминесценция* – возбуждение атомов вещества путем поглощения более коротковолнового оптического излучения.

В полупроводниковой оптоэлектронике наибольшее распространение получили светоизлучающие приборы на основе электролюминесценции.

Виды электролюминесценции:

– *катодолюминесценция* – вызывается свечением люминофора под действием ускоренных в электрическом поле заряженных частиц – широко применяется в различных типах вакуумных и газоразрядных приборов;

– *инжекционная люминесценция* – происходит за счет излучения фотонов электронами при изменении их энергетического состояния под действием электрического тока – лежит в основе работы светодиодов и инжекционных лазеров.

Инжекционная люминесценция

В процессе *рекомбинации*, который противоположен процессу генерации носителей, возможно излучение кванта света.

Основные процессы (конкурирующие), приводящие к рекомбинации:

– *прямые и непрямые переходы зона-зона*;

– *ловушечные уровни* из-за атомов примеси внутри запрещенной зоны;

– *поверхностные дефекты* кристаллической решетки.

Все эти процессы могут идти по двум направлениям:

– с излучением кванта света;

– без излучения – энергия затрачивается на нагрев кристалла.

Определим *спектр* рекомбинационного излучения. Предположим, что при рекомбинации электрона с энергией E_1 и дырки с энергией E_2 происходит излучение фотона с энергией $E_\phi = \Delta E = E_1 - E_2$, тогда длина волны излучения:

$$\lambda = hc/\Delta E,$$

где ΔE – энергия, выделившаяся при рекомбинации и равная энергии фотона E_ϕ .

Вероятность рекомбинации будет пропорциональна соответствующим концентрациям электронов и дырок $n(E_1)$ и $p(E_2)$:

$$n(E_1) = K_n \exp\left(-\frac{E_1 - E_c}{kT}\right); \quad p(E_2) = K_p \exp\left(-\frac{E_v - E_2}{kT}\right),$$

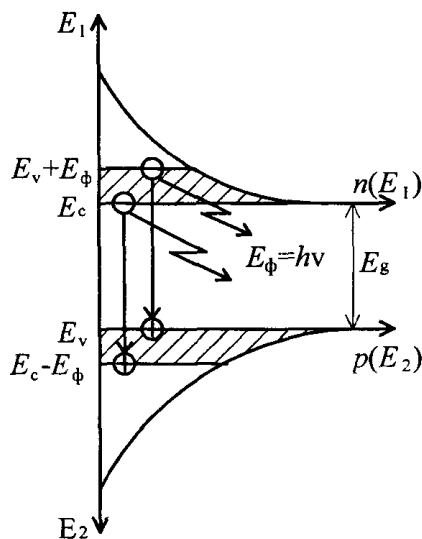
где K_n, K_p – константы, связанные с общей концентрацией свободных носителей.

Тогда спектральная плотность мощности излучения, как функция энергии фотона, может быть получена путем интегрирования произведения функций концентрации по всем значениям энергий:

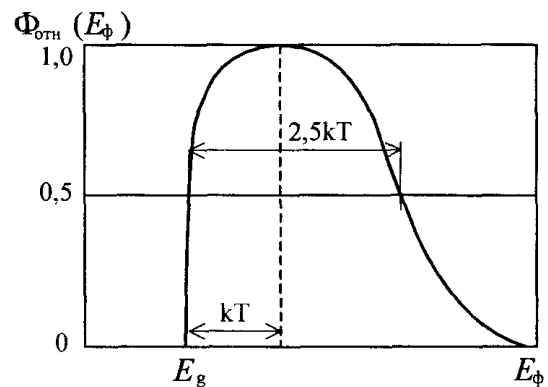
$$\begin{aligned} \Phi(E_\phi = h\nu) &= K \int_{E_1 - E_c}^{E_v + E_\phi} \exp\left(-\frac{E_1 - E_c}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_v - E_2}{kT}\right) dE_1 = \\ &= K(E_\phi - E_g) \exp\left(-\frac{E_\phi - E_g}{kT}\right), \end{aligned}$$

где $E_\phi = E_1 - E_2$; $E_g = E_c - E_v$; $K = K_n \cdot K_p$.

Распределение концентраций



Энергетический спектр излучения



Наибольшая интенсивность излучения наблюдается при энергии фотона $E_{\phi} = E_g + kT$, а полуширина спектра составляет около $2,5kT$.

Ширину спектральной линии можно оценить по формуле:

$$\Delta\lambda = \lambda \Delta E_{\phi} / E_{\phi} = \lambda 2,5kT / (E_g + kT).$$

Реально наблюдаемые спектры несколько отличаются от модельного – выглядят более симметрично, их полуширина составляет $1,5kT \dots 3,5kT$, максимум интенсивности сдвинут в длинноволновую область. Несоответствие объясняется искажением краев зон в материале из-за высоких концентраций примесей и тем, что модель не учитывает возможность передачи части энергии фонону.

Внутренняя квантовая эффективность

Внутренняя квантовая эффективность η_{int} – определяет эффективность преобразования электрической энергии в световую – *показывает* отношение числа генерированных фотонов к общему числу носителей заряда, пересекающих полупроводниковый переход;

зависит от относительной вероятности излучательных и безизлучательных переходов, которая, в свою очередь, определяется *структурой* полупроводникового материала и наличием *примесей*.

Выражение для η_{int} можно записать через параметры скорости рекомбинации избыточных носителей в следующем виде:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{(dn/dt)_{\text{и}}}{(dn/dt)} = \frac{1/\tau_{\text{и}}}{1/\tau_{\text{и}} + 1/\tau_{\text{б}}} = \frac{1}{1 + \tau_{\text{и}}/\tau_{\text{б}}},$$

где $(dn/dt) = (dn/dt)_{\text{и}} + (dn/dt)_{\text{б}}$ – скорость рекомбинации избыточных электронов в единице объема в р-области;

$(dn/dt)_{\text{и}} = (n - n_{p0})/\tau_{\text{и}}$ – скорость излучательной рекомбинации;

$(dn/dt)_{\text{б}} = (n - n_{p0})/\tau_{\text{б}}$ – скорость безизлучательной рекомбинации;

$n - n_{p0} = \Delta n$ – концентрация избыточных электронов в р-области;

$\tau_{\text{и}}, \tau_{\text{б}}$ – время жизни неосновных носителей, обусловленные излучательными и безизлучательными переходами.

Доля безизлучательных переходов определяется концентрацией атомов вредных примесей, а также различных дефектов кристаллической решетки – концентрацией ловушек $N_{л}$, поэтому безизлучательное время жизни носителей:

$$\tau_{\sigma} = (k_R N_{л})^{-1},$$

где k_R – коэффициент рекомбинации [M^3/c], зависящий от материала.

Излучательное время жизни в материале p-типа можно определить как:

$$\tau_{и} = \left[k_R (n_{po} + p_{po} + \Delta n) \right]^{-1} = \left. \begin{array}{l} n_{po} \ll p_{po} \\ \Delta n \ll p_{po} \end{array} \right| = (k_R p_{po})^{-1},$$

где n_{po} , p_{po} – концентрация неосновных и основных носителей в p-области.

Основное влияние на величину квантовой эффективности оказывает тип зонной энергетической структуры полупроводникового материала:

параметр	прямозонный	непрямозонный
k_R [M^3/c]	$\sim 10^{-16}$	$\sim 10^{-21}$
p_{po} [M^{-3}]	10^{23}	
η_{int}	$\sim 0,5$	$\sim 10^{-15}$

Внутренняя квантовая эффективность в прямозонных полупроводниках много больше, чем в непрямозонных, и близка к теоретическому пределу.

Однако наличия высокой внутренней квантовой эффективности еще не достаточно для получения высоких параметров излучателя, поскольку необходимо осуществить эффективный вывод излучения из области генерации.

Внешняя квантовая эффективность

Внешняя квантовая эффективность η_{out} – отношение числа фотонов, вышедших из поверхности полупроводника, к числу носителей, инжектированных в p-n-переход.

Внешняя квантовая эффективность η_{out} всегда меньше внутренней η_{int} в силу влияния ряда факторов:

– *френелевского отражения* от поверхности раздела сред полупроводник-воздух;

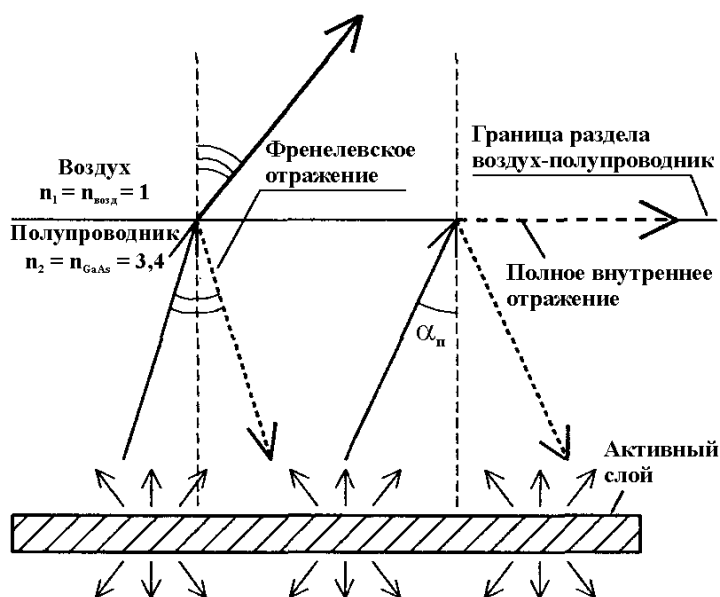
– *полного внутреннего отражения* от границы раздела сред при распределении света из среды с большим показателем преломления в среду с меньшим, если угол падения больше критического угла $\alpha_{п}$;

– *поглощения* излучения в объеме полупроводника (определяется прозрачностью материала излучателя);

– *переизлучения* – из-за отсутствия направленности не все излучение выходит из области генерации в нужном направлении.

Френелевское отражение – отражение части излучения от границы раздела двух сред с различными показателями преломления.

Учитывая, что коэффициент пропускания излучения через границу раздела двух сред равен $1 - R_{отр}$, а коэффициент отражения $R_{отр} = (n_1 - n_2)^2 / (n_1 + n_2)^2$, коэффициент выхода излучения с поверхности полупроводника:



$$\eta_{френ} = 4 / (2 + n_2/n_1 + n_1/n_2).$$

Френелевские потери независимы от того, входит ли свет из среды с меньшим показателем преломления в среду с большим или наоборот.

Для границы раздела GaAs ($n_2 = 3,4$) - воздух ($n_1 = 1$) $\rightarrow \eta_{френ} = 0,702$.

Меры уменьшения френелевских потерь:

– *просветляющее покрытие* с $n_3 = \sqrt{n_1 n_2} = 1,84 \rightarrow \eta_{френ} = 0,833$;

– *корпус* (пластмасса с $n_1 = 1,5$) $\rightarrow \eta_{френ} = 0,817$;

Полное внутреннее отражение – возникает при распространении света из среды с большим показателем преломления в среду с меньшим, если угол падения больше критического $\alpha > \alpha_n = \arcsin (n_1/n_2)$.

Коэффициент вывода излучения выражается формулой: $\eta_n = (n_1/n_2)^2$.

Для границы раздела GaAs ($n_2 = 3,4$) - воздух ($n_1 = 1$) $\rightarrow \eta_n = 0,087$;

Мера уменьшения потерь – *просветляющее покрытие* в виде линзы (пластмасса, $n_1 = 1,5$) $\rightarrow \eta_n = 0,195$ – угол падения на границе покрытие-воздух становится меньше, чем угол преломления на границе кристалл-покрытие, и световой поток легко проходит через материал покрытия и выходит наружу.

Поглощение – определяется прозрачностью полупроводникового материала (активной области и подложки) и просветляющего покрытия.

В основе механизма потерь на поглощение η_{abs} лежит тот факт, что фотон, образовавшийся в процессе рекомбинации носителей обладает достаточной энергией, чтобы возбудить электрон валентной зоны и перевести его в зону проводимости с образованием пары свободных носителей электрон-дырка.

Для структуры GaAsP/GaAs $\rightarrow \eta_{\text{abs}} = 0,2$.

Меры уменьшения потерь на поглощение:

– *размещение активного слоя ближе к поверхности* \rightarrow недостаток – возникает опасность сильного увеличения числа безизлучательных переходов из-за высокой концентрации различных дефектов на поверхности материала;

– *использование гетероструктур* $\rightarrow \eta_{\text{abs}} = 0,75$.

Общий коэффициент внешней квантовой эффективности:

$$\eta_{\text{out}} = \eta_{\text{френ}} \eta_{\text{п}} \eta_{\text{abs}}.$$

Внешняя квантовая эффективность светодиодов видимого диапазона обычно не превышает 10%, а полная оптическая эффективность с учетом внутренней квантовой эффективности лежит на уровне единиц процентов.

Светодиоды

Светодиод (светоизлучающий диод (СИД)) – полупроводниковый прибор с p-n-переходом, протекание тока через который вызывает интенсивное некогерентное излучение.

Основные параметры и характеристики СИД

Основные группы параметров и характеристик СИД:

- характеризующие светодиод, как *генератор оптического излучения*;
- определяющие *рабочие режимы*.

Система параметров и характеристик, приводимых в паспорте прибора, зависит от его назначения.

К первой группе характеристик относятся.

1. *Сила света* I_v – обычно приводится при заданном значении прямого тока через диод и измеряется в канделах.

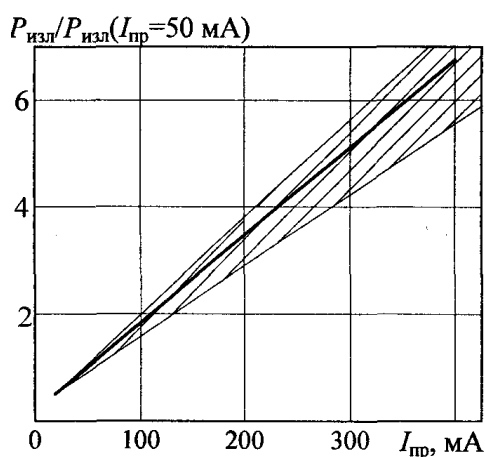
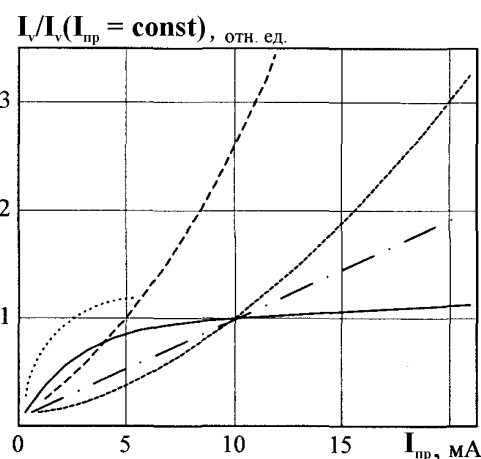
Аналогичным параметром для ИК-диодов является *мощность излучения* $P_{\text{изл}}$, – поток излучения в ваттах определенного спектрального состава, излучаемый СИД при заданном прямом токе.

Для быстродействующих ИК-диодов задается *импульсная мощность излучения* $P_{\text{изл. и}}$.

2. *Световая характеристика* – зависимость силы света от прямого тока, т.е. $I_v = f(I_{\text{пр}})$.

Для СИД видимого диапазона при малых токах зависимость силы света от $I_{\text{пр}}$ существенно нелинейна из-за сильного влияния безизлучательных процессов.

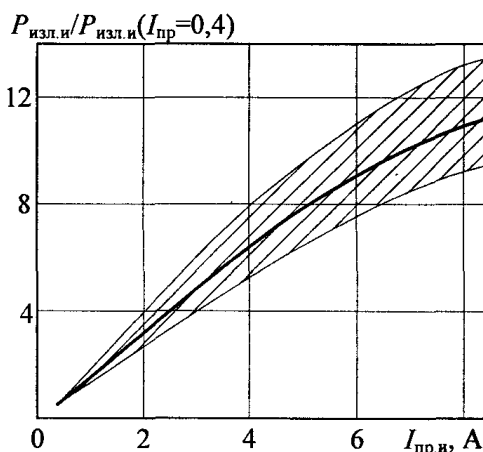
При значительных уровнях тока характеристика становится более линейной, поэтому обычно рабочая область выбирается именно на этом участке.



Для светодиодов ИК-диапазона аналогичную роль выполняет *ватт-амперная характеристика* – зависимость мощности, излучаемой диодом, от протекающего прямого тока $P_{\text{изл}} = f(I_{\text{пр}})$ или импульсной мощности излучения от амплитуды импульса прямого тока $P_{\text{изл. и}} = f(I_{\text{пр. и}})$.

Ватт-амперные характеристики ИК-светодиодов более линейны по сравнению со световыми характеристиками СИД видимого диапазона. Линейность сохраняется, за исключением малого начального участка, вплоть до очень высоких токов инжекции.

Это объясняется тем, что в ИК-светодиодах применяют исключительно материалы с прямозонной структурой, а в светодиодах видимого спектра часто используют непрямозонные полупроводники с легирующими присадками.



3. *Спектральная характеристика* – выражает зависимость интенсивности излучения от длины волны излучаемого света.

Вид спектральной характеристики обычно целиком определяется материалом активной области светодиода и характером легирующих примесей.

Существующие СИД излучают практически на всех длинах волн оптического диапазона от ультрафиолетового до инфракрасного.

Спектр излучения СИД характеризуется двумя основными параметрами:

– *длиной волны* максимума спектрального распределения $\lambda_{\text{макс}}$;

– *шириной спектра излучения* по уровню $0,5 \Delta\lambda_{0,5}$.

4. *Диаграмма направленности излучения* – показывает изменение интенсивности излучения СИД в зависимости от направления наблюдения.

Диаграмма направленности зависит в основном от конструкции и материала корпуса светодиода и формы оптической линзы.

Особое внимание учету этой характеристики следует уделять при разработке элементов индикации для обеспечения удобств эксплуатации.

Ко второй группе характеристик относятся.

5. *Вольт-амперная характеристика (ВАХ)* – описывает электрические свойства светодиодов.

Аналогична ВАХ обычного диода, но прямое падение напряжения на СИД при одинаковом токе существенно больше, что объясняется большей шириной запрещенной зоны в материале, используемом для светодиодов.

6. *Предельные эксплуатационные параметры:*

– максимальный прямой ток светодиода ($I_{\text{пр. макс}}$);

– максимальный прямой импульсный ток ($I_{\text{пр. и. макс}}$);

– максимально допустимое обратное напряжение ($U_{\text{обр}}$).

СИД не предназначены для работы в режиме обратного смещения и $U_{\text{обр}}$ обычно не превышает единиц вольт, что требует специальных мер защиты.

7. *Параметры температурной зависимости:*

– *температурный коэффициент мощности излучения* – при увеличении температуры на 1°C происходит уменьшение мощности приблизительно на 1%;

– температурный коэффициент длины волны максимума спектрального распределения – зависит от типа полупроводникового материала: для прямо-зонного составляет около $0,2 \text{ нм}/^\circ\text{С}$, для непрямозонного – около $0,09 \text{ нм}/^\circ\text{С}$.

Температурная зависимость является существенным недостатком СИД.

8. *Быстродействие* – обычно характеризуется постоянными времени нарастания и спада импульса излучения τ_r , τ_f .

Для индикаторных СИД видимого диапазона приводится редко, т.к. не является основным параметром.

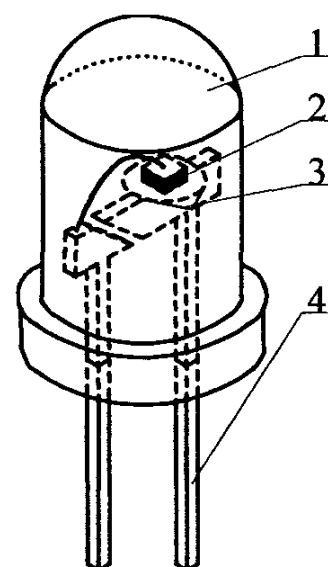
Для ИК-светодиодов (особенно в волоконно-оптических системах связи) является важнейшей характеристикой – составляет десятки наносекунд.

Конструкция светодиодов

Большинство современных излучающих диодов собирается на автоматизированных линиях, что позволяет обеспечить высокую эффективность производства и низкую себестоимость приборов.

Типовая конструкция излучающего диода состоит из пластмассового корпуса (1), полупроводникового кристалла (2), отражателя (3) и выводов (4).

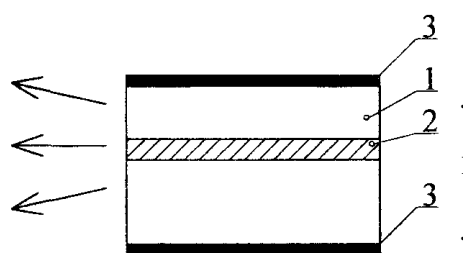
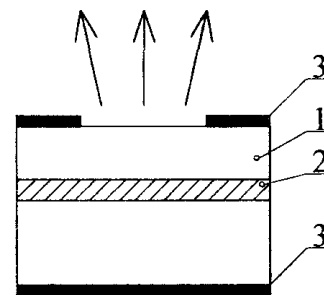
Отличительной особенностью СИД такой конструкции является возможность легко изменять диаграмму направленности за счет формы полимерной линзы (сферическая, эллиптическая), введения рассеивающих присадок в компаунд и за счет вариации отношения расстояния от купола линзы до кристалла к радиусу линзы.



В таких полимерных корпусах выпускаются как индикаторные, так и ИК-диоды; диаметры корпусов представлены в очень широких пределах: от 2 мм (субминиатюрные) до 8 мм и более (для больших индикаторных табло).

Виды исполнений полупроводниковых кристаллов:

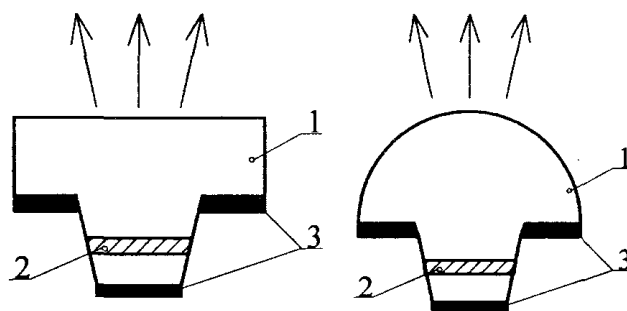
– *плоскостная конструкция* – наиболее простая и дешевая в изготовлении; обычно применяется в индикаторных приборах и оптронах; состоит из кристалла (1), активного слоя (2) и электродов (3).



Вариантом плоскостной конструкции является диод с *торцевым выводом излучения* – верхний электрод выполняется в виде узкой полоски, происходит локализация тока, активная область сужается и происходит вывод излучения с боковой грани кристалла в

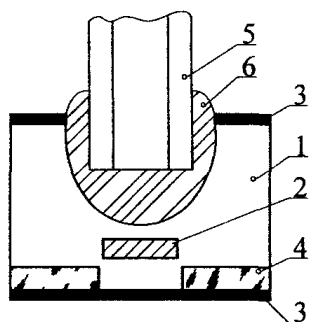
месте выхода р-п-перехода;

– *мезаструктуры* – несколько сложнее в изготовлении, однако позволяют уменьшить площадь активной области, а также улучшить диаграмму направленности за счет собирающего действия конической боковой поверхности.



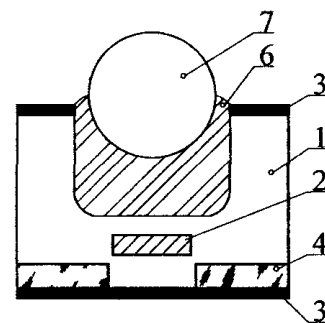
Часто мезаструктуры дополняются фокусирующими микролинзами, выполненными из материала кристалла или пластмассы. Конструкциями такого рода являются диод Баррасса и диод со сферической линзой. Они достаточно сложны и применяются обычно в оптоволоконных линиях связи для обеспечения хорошего согласования волокна со светодионом.

В диоде Баррасса волокно (5) с диаметром больше размера активной области при помощи эпоксидного компаунда (6) непосредственно клеивается в кристалл, обеспечивая неразъемное соединение.



Использование диодов со сферической линзой (7) позволяет организовать разъемное сопряжение с волокном.

Для обеспечения изоляции кристалла вне активной области в этих конструкциях применяется специальное изолирующее покрытие (4).



Перспективы развития и применения СИД

Основными направлениями совершенствования СИД являются:

- расширение спектрального диапазона; освоение диапазона 1,5...3 мкм ИК-области для волоконно-оптических линий связи нового поколения;
- повышение эффективности электролюминесценции и вывода излучения;
- развитие многоцветных систем отображения информации для электронных табло и дисплеев; создание светодиодных индикаторов с большой (до нескольких квадратных сантиметров) площадью свечения, содержащих один или несколько одноцветных или разноцветных кристаллов;

- создание малогабаритных с высокой яркостью и малым током потребления индикаторов для малогабаритной переносной аппаратуры, в том числе предназначенной для эксплуатации при дневном освещении.

Основные области применения СИД *видимого диапазона*:

- индикация и отображение информации;
- медицинская аппаратура – газо- и спектроанализ;
- копировальная техника, считывающие устройства персональных компьютеров и анализаторов изображения;
- светосигнальные и навигационные приборы, осветительная техника.

Основные области применения СИД *ИК-диапазона*:

- оптронные конструкции;
- системы дистанционного управления и автоматике;
- открытые и оптоволоконные линии передачи на скоростях до 10 Мбит/с;
- охранные системы, ИК-подсветка в технике ночного видения.

Инжекционные полупроводниковые лазеры

Полупроводниковый инжекционный лазер – двухэлектродный прибор с р-п-переходом, излучение которого характеризуется высокой степенью пространственной и временной когерентности.

Пространственная когерентность – это согласованность между фазами колебаний в различных точках пространства в один и тот же момент времени.

Временная когерентность – согласованность между фазами колебаний в одной точке пространства в различные моменты времени.

Принцип действия лазеров – инжекционная электролюминесценция.

Лазерное излучение отличается от светодиодного монохроматичностью, направленностью, возможностью модуляции в широкой полосе частот.

Высокая когерентность дает возможность более полно использовать пропускную способность оптических каналов за счет применения амплитудной, частотной, фазовой и других видов модуляции оптического излучения.

Условия возникновения лазерной генерации

Процесс излучательной рекомбинации в СИД обусловлен спонтанными переходами зона-зона. При некоторых условиях в полупроводниках могут наблюдаться индуцированные переходы, при которых возникают индуцированные кванты света, имеющие одинаковые частоту и фазу с индуцирующими.

Условия возникновения индуцированного (лазерного излучения):

Первое – наличие активной среды, способной обеспечить генерацию вынужденного, индуцированного излучения.

Второе – наличие механизма возбуждения активной среды, или накачки, создающего инверсную населенность энергетических уровней. Для полупроводниковых лазеров – инжекция носителей заряда через р-п-переход.

Третье – наличие положительной обратной связи, для чего часть сигнала возвращается обратно в кристалл для дополнительного усиления.

Одним из наиболее распространенных методов реализации является использование резонатора Фабри-Перо – системы из двух плоскопараллельных зеркал, обеспечивающей многократное прохождение оптического излучения через активное вещество. Для вывода излучения одно из зеркал делают полупрозрачным. В полупроводниковом лазере резонатором служат параллельные грани самого кристалла, создаваемые путем скола.

Четвертое – обеспечение условий ограничения:

– *электрическое* – состоит в необходимости обеспечить протекание максимальной доли электрического тока, проходящего через кристалл, непосредственно через активную область;

– *электронное* – требует предотвратить "растекание" возбужденных электронов из активной среды в пассивные области кристалла;

– *оптическое* – состоит в необходимости удержания светового луча в активной среде при многократных проходах через кристалл;

в инжекционных лазерах обеспечивается за счет того, что активная область имеет несколько больший показатель преломления из-за разницы в характере и степени легирования областей кристалла, при этом возникает эффект самофокусировки луча.

Требования электрического и электронного ограничения являются специфическими, характерными только для полупроводниковых лазеров.

Для полупроводникового лазера границы оптического канала не обязательно должны совпадать с областью электронного ограничения.

Пятое – наличие порога возбуждения, который возникает за счет различного рода потерь: поглощения части излучения, разогрева кристалла, неидеальности зеркал резонатора, спонтанного излучения краевых дефектов и т.д.

Необходимость восполнить энергию, расходуемую на эти потери, и объясняет наличие порога лазерной генерации.

В дальнейшем для простоты будем рассматривать случай двухуровневой энергетической системы.

Инверсная заселенность

Заселенность – концентрация атомов с одинаковым энергетическим состоянием; в термодинамическом равновесии подчиняется статистике Больцмана

$$n_2/n_1 = \exp\left[-(E_2 - E_1)/(kT)\right],$$

где n_1, n_2 – концентрация атомов, состояние электронов в которых соответствует энергетическим уровням с энергией E_1 и E_2 .

Когда концентрация невозбужденных атомов больше, чем возбужденных, величина $\Delta n = n_2 - n_1$ отрицательна \rightarrow населенность нормальная.

Когда концентрация возбужденных атомов больше, чем невозбужденных (что обеспечивается воздействием энергии накачки), величина Δn становится положительной \rightarrow происходит инверсия населенностей и проходящее излучение может усиливаться за счет возбужденных атомов.

Формально условие $\Delta n > 0$ выполняется при абсолютной отрицательной температуре $T < 0$, поэтому состояние с инверсной населенностью иногда называют *состоянием с отрицательной температурой*, а среду, в которой осуществлено состояние с инверсной населенностью – *активной средой*.

В полупроводниковых лазерах инверсия между населенностями энергетических уровней зоны проводимости и валентной зоны достигается инжекцией носителей при положительном смещении p-n-перехода.

Лазерное усиление

Лазерное усиление – усиление оптического излучения, основанное на использовании индуцирующего излучения – при воздействии кванта излучения на атом в возбужденном состоянии, происходит переход электрона из состояния с энергией E_2 в состояние с энергией E_1 , сопровождаемый испусканием кванта излучения с энергией, равной энергии вынуждающего кванта ($h\nu = h\nu_{\text{ind}} = E_2 - E_1$).

В среде с достаточной концентрацией возбужденных атомов при пропускании через нее излучения, можно получить режим усиления, если количество образовавшихся фотонов существенно больше потерь на поглощение и рассеяние.

Условие лазерной генерации и порог возбуждения

Чтобы превратить усилитель оптического излучения в генератор, необходимо организовать петлю положительной обратной связи. Наиболее просто это сделать, если поместить активную среду в оптический резонатор – между двумя зеркалами, плоскости которых взаимно параллельны.

Для каждой резонансной частоты резонатора устанавливается равновесная плотность оптической мощности, соответствующая равенству усиления на проход и общих потерь излучения (включающих энергию выходного луча лазера).

Генерация не может начаться, пока коэффициент усиления не превысит потери, т.е. пока уровень инверсии населенности не превысит порог $\Delta n_{\text{пор}}$.

Порог генерации – это энергия, поступающая от источника накачки, при которой коэффициент лазерного усиления на частоте генерации K_v равен общему коэффициенту потерь $\alpha_{\text{общ}}$ в оптическом резонаторе на этой же частоте.

Коэффициент усиления зависит от инверсной населенности – для полупроводникового лазера определяется концентрацией избыточных носителей или плотностью тока, протекающего через р-п-переход. Плотность тока, при которой выполняется равенство $K_v = \alpha_{\text{общ}}$, называется *пороговой*.

Направленность лазерного излучения

Направленность лазерного излучения характеризуется *расходимостью* лазерного луча – определяется отношением длины волны генерируемого излучения к линейному размеру оптического резонатора

$$\theta_v = \sqrt{\lambda / W_{\text{рез}}},$$

где $W_{\text{рез}}$ – размер резонатора.

В любом резонаторе условие резонанса выполняется для многих типов колебаний – мод, отличающихся друг от друга частотой и распределением электромагнитного поля вдоль резонатора. В результате спектр излучения любого лазера состоит из набора мод, а для получения одночастотного или одномодового режима необходимо использовать избирательные элементы.

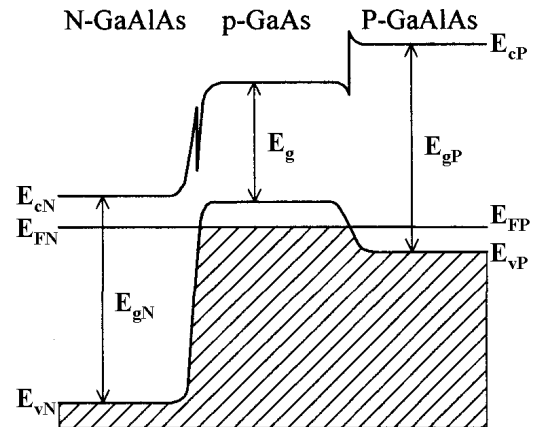
Полупроводниковый лазер на двойной гетероструктуре

Структуры полупроводниковых лазеров:

- *гомогенная структура* – несовершенство ограничительных свойств; не получила широкого распространения, в настоящее время не используется;
- *односторонняя гетероструктура* – наличие практически идеального выполнения условий ограничения, но только с одной стороны р-n-перехода;
- *двойная гетероструктура* – выполнение условий электрического, электронного и оптического ограничений по обе стороны от активной области; позволяет при малых токах инжекции получать значительные потоки излучения; доминирует в промышленных образцах полупроводниковых лазеров.

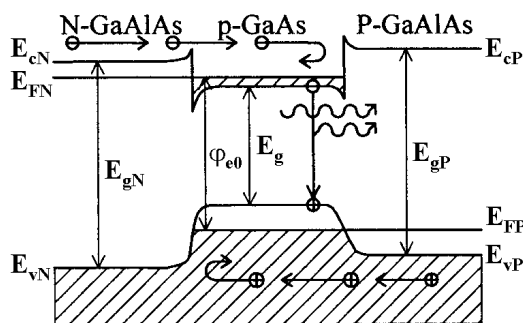
Наиболее хорошо разработанными являются $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктуры.

В равновесном состоянии при сильнолегированном р-слое уровень Ферми в нем располагается внутри валентной зоны.



107

Режим накачки обеспечивается подключением гетероструктуры к источнику тока.



Высокий уровень инжекции через р-n-переход (слева) приводит к тому, что уровень Ферми E_{FN} оказывается внутри зоны проводимости р-области. В результате в р-области наблюдается инверсия населенности между энергетическими уровнями вблизи дна зоны проводимости и уровнями вблизи потолка валентной зоны.

Индукцированные переходы в полупроводнике будут преобладать над спонтанными и начнется процесс усиления света в том случае, если энергия фотона, с одной стороны, будет больше ширины запрещенной зоны E_g , а с другой, не превысит разницы энергий квазиуровней Ферми в активном слое ϕ_{e0} .

Эти условия обычно легко выполняются при сильном легировании материала активного слоя и высоких уровнях инжекции (значительному смещению).

Основные параметры и характеристики полупроводниковых лазеров

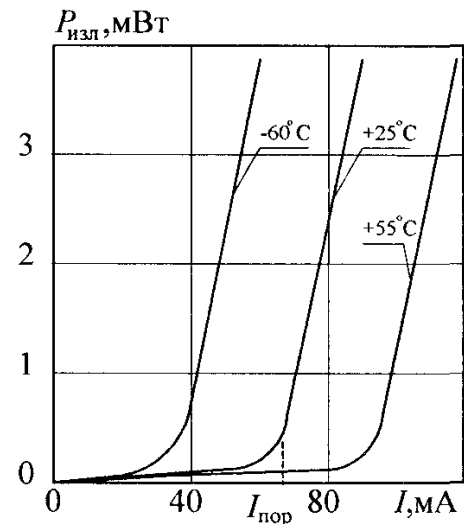
Ватт-амперная характеристика – зависимость мощности излучения от тока накачки.

На типичной ватт-амперной характеристике гетеролазера можно выделить три участка:

– *светодиодный режим* – участок, на котором преобладает спонтанное излучение, смещение структуры еще не велико и инверсная населенность не достигнута. Лазер в этом режиме аналогичен светодиоду с торцевым выходом излучения;

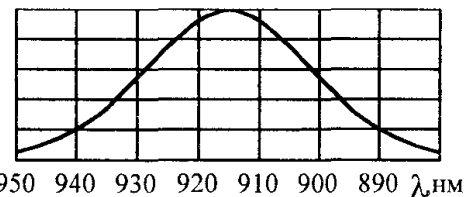
– *режим суперлюминесценции* – доля индуцированных переходов уже сравнима с величиной спонтанного излучения;

– *режим лазерной генерации* – мощность излучения на этом участке существенно выше, чем на первых двух, а зависимость мощности излучения от силы тока практически линейна.

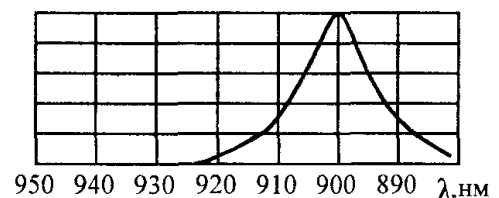


Спектральная характеристика – зависимость мощности излучения от длины волны; определяется током накачки (режимом работы лазера).

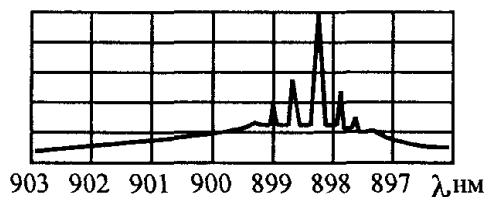
В светодиодном режиме ширина спектра максимальна, а сама кривая имеет гладкий непрерывный характер.



При приближении величины тока накачки к $I_{пор}$ (соответствует режиму суперлюминесценции), ширина спектра существенно уменьшается.

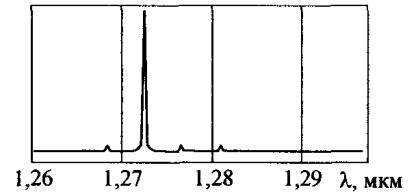


В режиме лазерной генерации кривая имеет ярко выраженные спектры отдельных мод, возникающие из-за неидеальности оптического резонатора. Ширина спектра при этом обычно не превышает нескольких нанометров, а ширина спектральной линии отдельной моды менее 0,01 нм.

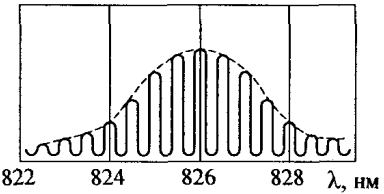


По виду спектральной характеристики лазеры подразделяются на:

– *одномодовые* – основная мощность излучается на одной моде, а все остальные имеют существенно меньшую амплитуду;

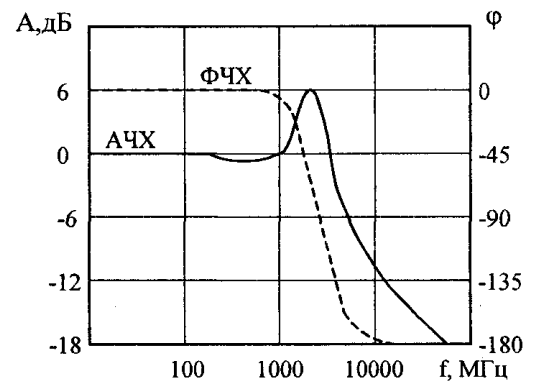


– *многомодовые* – имеется несколько мод излучения, сравнимых по амплитуде.



Частотная характеристика – зависимость значения амплитуды импульса оптического излучения от частоты модуляции.

Резонансный характер АЧХ лазера объясняется тем, что рост концентрации носителей в активной области, вызванный увеличением модулирующего тока, происходит с некоторой задержкой.



Повышение концентрации вызывает рост рекомбинационного излучения, которое, опять с задержкой, увеличивает индуцированную рекомбинацию, что приводит к падению концентрации носителей.

Наличие задержек приводит к переходу через равновесное состояние и процесс становится колебательным – явление электрон-фотонного резонанса.

Переходная характеристика – характеризует импульсный режим работы; из-за явления электрон-фотонного резонанса имеет релаксационные колебания.

Ток смещения желательно поддерживать возможно ближе к пороговому для уменьшения времени переходных процессов и повышения быстродействия.

При импульсной модуляции даже лазеры, стационарное излучение которых является одномодовым, оказываются многомодовыми в течение нескольких наносекунд при импульсном переходе через порог лазерной генерации.

Основные достоинства и недостатки полупроводниковых лазеров

Основные области применения полупроводниковых лазеров:

- системы оптоволоконной и оптической связи; – лазерные принтеры;
- устройства оптической записи-считывания информации;
- измерительная аппаратура; – накачка твердотельных лазеров.

Основные достоинства полупроводниковых лазеров:

- *миниатюрность* – теоретический предел длины резонатора составляет около 10 мкм, а площадь сечения активной области 1 мкм;
- *высокий КПД преобразования энергии накачки в излучение* – при инжекционной накачке практически вся энергия электрического тока переходит в энергию возбужденных электронов;
- возможность *одномодового режима генерации*;
- совместимость по уровням управляющих напряжений и токов с ИС;
- возможность *модуляции* выходного излучения без внешних устройств;
- *технологическая совместимость* с процессом изготовления ИС – возможность создания схем с интегральными лазерными компонентами.

Основные недостатки полупроводниковых лазеров:

- невысокая когерентность излучения;
- большая угловая расходимость и эллиптический астигматизм;
- относительно малая генерируемая мощность;
- зависимость параметров от температуры;
- временная деградация, особенно сильно проявляющаяся при воздействии повышенной температуры или радиации.

Основным деградационным эффектом является возрастание безизлучательной рекомбинации за счет образования новых дефектов кристалла.

Развитие технологии позволило довести долговечность современных лазеров до уровня большинства полупроводниковых приборов ($10^4 \dots 10^5$ ч).

Динамические одномодовые лазерные структуры

Условия эффективной передачи информации с высокой скоростью:

- одномодовость излучения;
- возможность высокочастотной модуляции лазера.

Возможные решения проблемы:

1. Использование лазерных структур, в которых обратная связь создается путем периодической вариации эффективного показателя преломления гофрированного оптического волновода:

- лазеры с **распределенной обратной связью (РОС)**;
- лазеры с **распределенным брегговским отражателем (РБО)**.

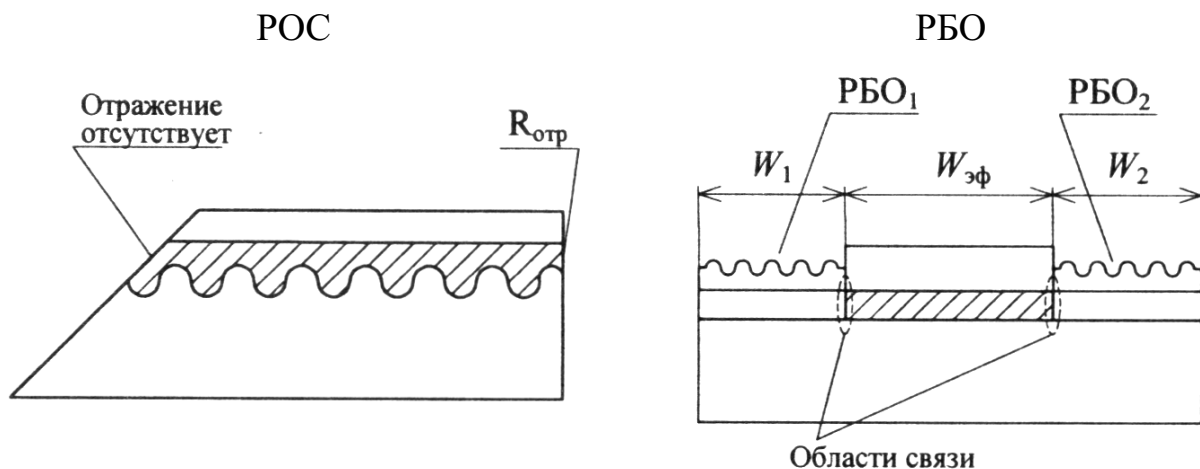
Принцип действия – рассеивание оптической волны на периодических неоднородностях, при котором меняется направление ее распространения. В результате возникают две связанные волны одинаковой частоты, распространяющиеся в противоположных направлениях.

Эффект возможен, если выполняется условие Брегга – период неоднородностей равен $\Lambda = m_B \lambda_0 / (2n_{эф})$, где m_B – порядок брегговского отражения.

115

Такие резонаторы в отличие от резонатора Фабри-Перо характеризуются только одним резонансом в полосе усиления, что обеспечивает их более высокую спектральную селективность.

Конструкции лазеров с распределенной обратной связью

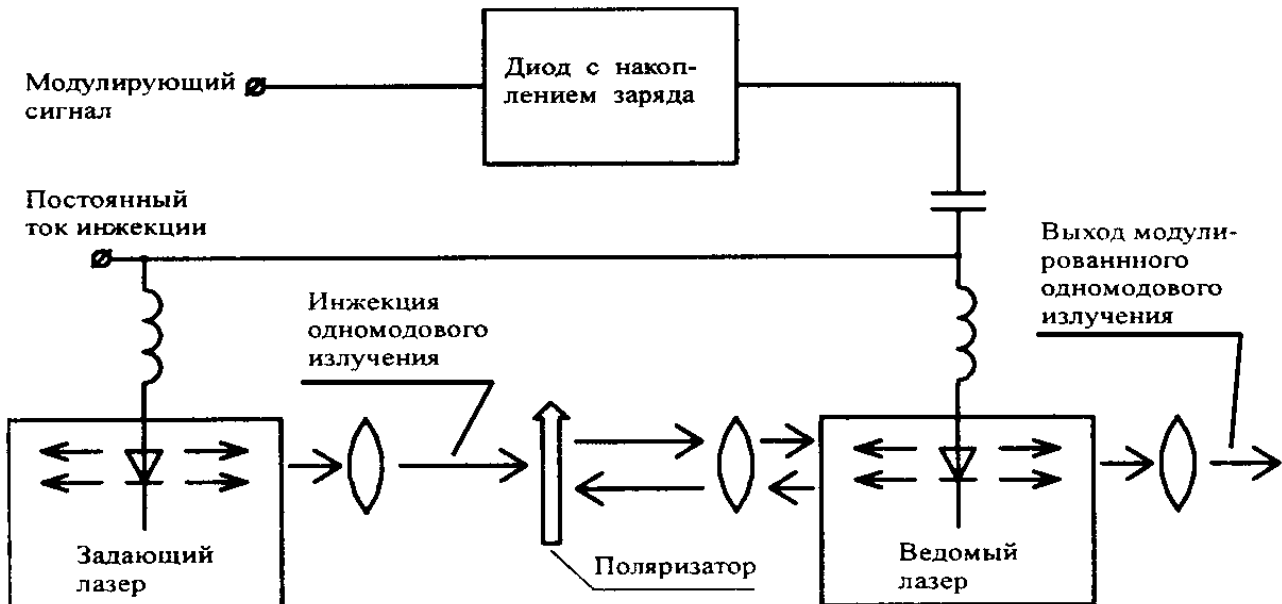


Гофр создан на активном волноводе

Гофр создан вне активной области на поверхности внешнего волновода, обладающего малыми потерями

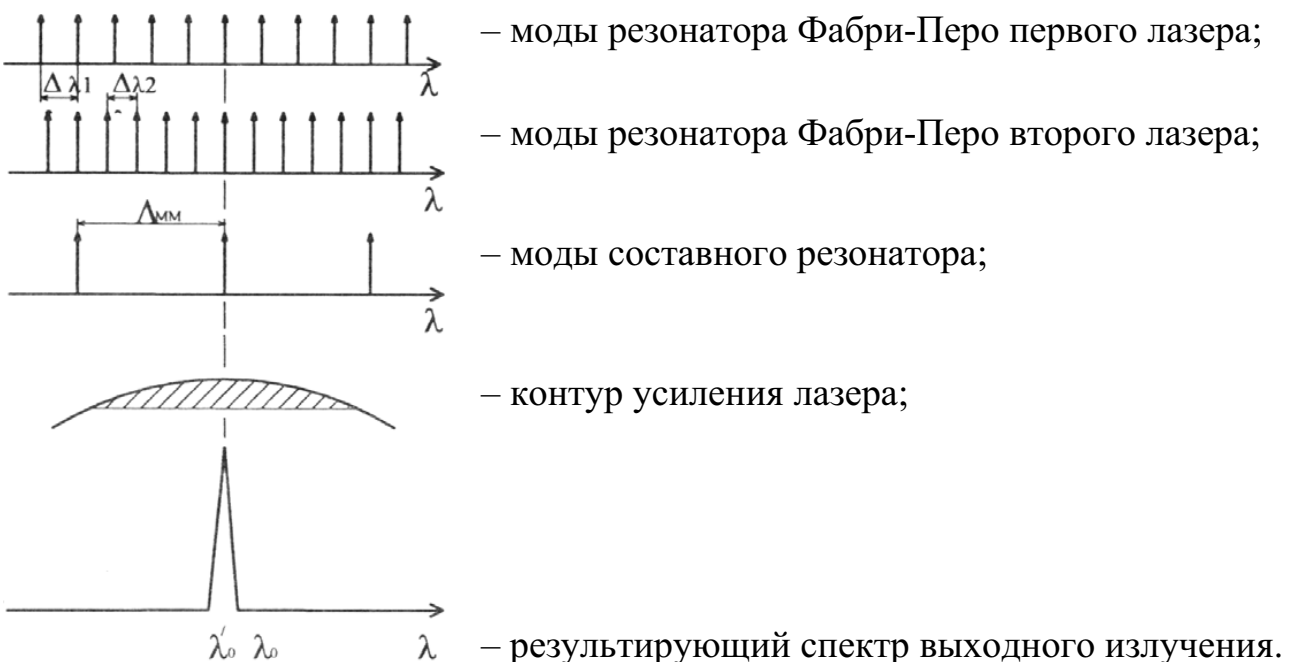
2. Метод инжекции одномодового излучения ведущего лазера, работающего в режиме непрерывной генерации, в модулируемый ведомый лазер.

Принцип действия – захват частоты излучения, при котором даже многомодовый ведомый лазер способен генерировать одномодовое излучение.

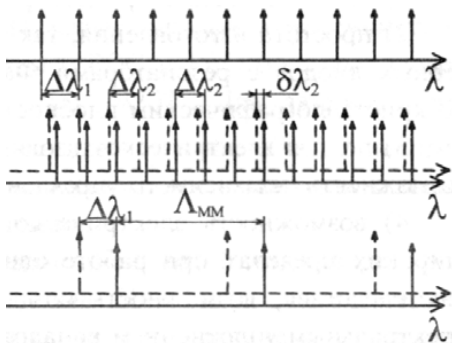


Лазеры со связью через сколы (с составным резонатором)

Принцип действия – резонаторы двух лазеров стыкуются и их активные области оказываются оптически связанными. Моды, которые совпадают или почти совпадают, интерферируют и становятся модами составного резонатора, а интерференция других мод приводит к их взаимному подавлению.



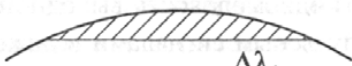
Особенность лазера – возможность прямой модуляции частоты излучения (резонаторно усиленная частотная модуляция), которой присущи большая крутизна перестройки частоты и значительный диапазон перестройки. Если поменять ролями лазерные диоды 1 и 2, то перестройка длины волны будет происходить в длинноволновую сторону.



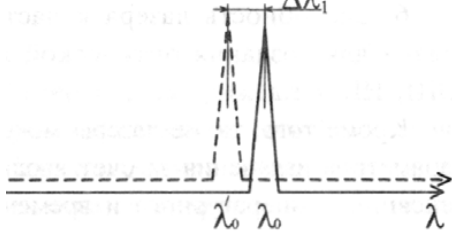
– моды первого лазера;

– моды второго лазера при токах I_2 и I_2' ;

– моды составного резонатора;



– контур усиления лазера;



– результирующий спектр излучения при частотной модуляции.