

# Лекция 1. Фотоны и их свойства

## § 8.5. ФОТОНЫ И ИХ СВОЙСТВА

Развивая квантовые представления, Эйнштейн выдвинул гипотезу, что носителем кванта энергии света является своеобразная частица — фотон. Следовательно, энергия не только излучается и поглощается квантами, но и между этими процессами проявляется в виде частицы, которая возникает при излучении света и погибает при его поглощении. Между этими превращениями фотон движется со скоростью, равной скорости света в вакууме ( $v_{\text{ф}} = c$ ).

Энергия фотона равна кванту  $W = h\nu$ , и уничтожение фотона

может рассматриваться как элементарный акт передачи его энергии какому-либо другому объекту. Так, например, механизм фотоэффекта не что иное, как передача фотоном своей энергии электрону, а уравнение (8.52) есть закон сохранения энергии, записанный для такого элементарного акта. При этом каждый освобожденный электрон забирает энергию у одного фотона, потому ток насыщения  $I_{\text{нас}} = nq$  ( $n$  — число выбитых электронов) строго пропорционален световому потоку. В то же время максимальная энергия вылетевших электронов зависит от энергии фотонов, т.е. от частоты падающего на фотокатод света [см. (8.52)].

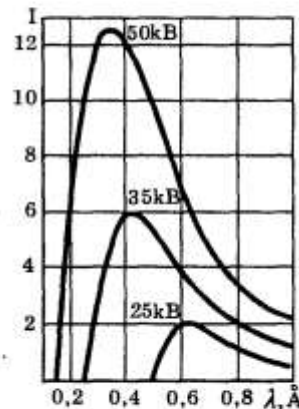
Закон сохранения энергии (8.52) может быть применен к различным процессам, в которых участвуют фотоны. Так, например, можно рассмотреть задачу, обратную фотоэффекту: энергия электрона передается фотону, образовавшемуся при этом элементарном акте. Такое явление наблюдается при торможении быстрых электронов в теле антикатада рентгеновской трубки. Здесь происходят сложные процессы, при которых часть энергии бомбардирующих антикатод электронов должна перейти в тепловую, а оставшаяся часть — в излучение. Этот процесс не квантован — электрон может потерять любую часть своей кинетической энергии, что и приводит к возникновению сплошного рентгеновского спектра. Но для вылетевших из антикатада фотонов максимальной частоты имеет место полный переход кинетической энергии электронов в световую и можно написать уравнение, которое будет почти аналогичным (8.52). При этом пренебрегается энергией связи электрона в атоме, которая в данном случае очень больших энергий не должна учитываться:

$$mv^2/2 = qV = h\nu_{\text{макс}} \quad (8.57)$$

Это уравнение может быть переписано в виде

$$qV = hc/\lambda_{\text{мин}} \quad (8.58)$$

Оно позволяет определить постоянную Планка измерением коротковолновой границы сплошного рентгеновского спектра, которая в соответствии с (8.58) зависит от приложенной разности потенциалов (рис. 8.25). Такие измерения оказались одним из самых точных способов определения этой константы.



8.25. Тормозной рентгеновский спектр при различных ускоряющих потенциалах

Полученное значение  $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$  эрг·с находится в отличном согласии с измерениями, основанными на использовании законов фотоэффекта и черного тела. Это иллюстрирует возможность получения существенных результатов из применения закона сохранения энергии для описания элементарных процессов, происходящих при превращениях фотонов.

Продолжим рассмотрение свойств фотона. Он должен иметь энергию  $W$ , которая связана с импульсом  $K$ , согласно (7.28), соотношением

$$W = h\nu = \sqrt{m_{\phi}^2 c^4 + K^2 c^2}. \quad (8.59)$$

Однако возникает противоречие при использовании формулы (7.28) для описания свойств фотонов: *скорость фотона равна скорости света в вакууме ( $v_{\phi} = c$ ), и конечное значение энергии получается лишь при  $m_{\phi} = 0$ .*

Итак, *фотон всегда находится в движении и не обладает массой покоя*. Этим он существенно отличается от электрона, протона и некоторых других элементарных частиц. Поэтому фотон часто называли *квазичастицей*, что вряд ли оправдано в наше время, когда в физике высоких энергий исследуются не менее экзотические частицы. В частности, напомним, что *нейтрино также всегда движется со скоростью  $v_n = c$  и не имеет массы покоя\**.

Оценим импульс фотона. Частица, движущаяся со скоростью  $v$  и имеющая массу  $m_{\phi} = 0$ , согласно формуле (8.59), имеет импульс

$$K = h\nu/c. \quad (8.60)$$

Эта характеристика фотонов должна проявляться в физических опытах. В качестве примера рассмотрим объяснение в рамках фотонной теории светового давления.

Пусть на исследуемую площадку  $\delta S = 1$  в единицу времени падает по направлению нормали  $N$  фотонов. Часть из них отражается, часть поглощается. Если, как обычно, обозначить через  $\mathcal{R}$  энергетический коэффициент отражения, то каждую секунду отразится  $\mathcal{R}N$  фотонов, а  $(1 - \mathcal{R})N$  фотонов будет поглощено. При отражении каждого фотона произойдет изменение импульса, равное  $2h\nu/c$ . При поглощении фотона изменение импульса будет  $h\nu/c$ . Световое давление, определяемое суммой импульсов, которые переданы площадке  $\delta S = 1$ ,

$$p = (1 - \mathcal{R})Nh\nu/c + \mathcal{R}N2h\nu/c = Nh\nu/c(1 + \mathcal{R}). \quad (8.61)$$

\* По последним данным, у нейтрино имеется весьма малая масса.

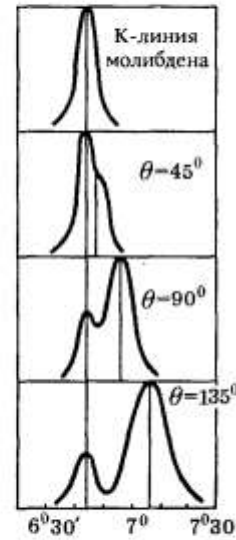
Общая энергия фотонов, падающих на площадку  $Nh\nu$ , равна плотности потока электромагнитной энергии, т.е. модулю вектора  $S$ , который связан со средней плотностью электромагнитного поля (см. § 2.6). Тогда в полном согласии с результатом, полученным в волновой оптике,

$$p = S(1 + R)/c = W(1 + R). \quad (8.62)$$

Отметим простоту и изящность проведенного вывода и укажем, что в рамках волной оптики (см. § 2.6) получение аналогичной формулы потребовало больших усилий. Однако при решении других задач можно встретиться с обратной ситуацией. Так, например, истолкование всех тонкостей интерференции и дифракции света методами фотонной физики оказывается более сложным, чем в волновой оптике. В заключении книги кратко исследовано соотношение электромагнитной теории света и физики фотонов, а сейчас продолжим рассмотрение элементарных актов взаимодействия света и вещества в рамках физики фотонов.

Заметим, что отличное совпадение результатов оценки светового давления с данными опыта получается лишь при строго релятивистском описании процесса. Действительно, выражение для импульса фотона  $h\nu/c$  было получено использованием формул релятивистской механики. Следовательно, при формулировке законов сохранения, описывающих элементарные акты, приводящие к возникновению и уничтожению фотона, нужно учитывать эффекты, предсказываемые теорией относительности. Проиллюстрируем это элементарным изложением теории рассеяния рентгеновского излучения в каком-либо веществе.

При экспериментальном исследовании этого явления, впервые проведенном Комптоном (1922 — 1923), было установлено, что наряду с закономерностями, хорошо объясняемыми электромагнитной теорией (поляризация рассеянного излучения и его интенсивность), наблюдаются эффекты, истолкование которых в рамках этой теории невозможно. Так, например, было обнаружено появление спутника у основной линии, совпадающей по длине волны с облучающими объект характеристическими лучами. Оказалось, что смещение  $\Delta\lambda$  этого спутника не



8.26. Эффект Комптона на K-линии молибдена

зависит от длины волны облучающего света и свойств вещества, на котором рассеиваются рентгеновские лучи, а целиком определяется углом рассеяния  $\Theta$ . Относительная интенсивность спутника (так же как и смещение) возрастает с увеличением угла рассеяния (рис. 8.26) и, кроме того, зависит от атомного веса вещества, на котором рассеиваются рентгеновские лучи (интенсивность спутника при рассеянии на легких атомах больше, чем на тяжелых).

Эти опытные факты противоречат классической теории, согласно которой частота вынужденных колебаний должна точно совпадать с частотой вынуждающей силы, т.е. частотой облучающего света, и не может возникать никаких спутников. По квантовой теории, столкновение фотона со связанным в атоме электроном должно приводить к частичной потере энергии фотона, в результате чего квант после столкновения ( $h\nu'$ ) будет меньше исходного ( $h\nu$ ). В зависимости от геометрии эксперимента соотношение между  $\nu$  и  $\nu'$  может измениться.

Для количественной оценки рассматриваемого эффекта запишем законы сохранения энергии и импульса. Считаем, что до соударения электрон не двигался (т.е. его энергия была равна  $m_0c^2$ ), а после соударения он приобрел импульс  $\mathbf{p}_{эл}$  и энергию  $W_{эл}$ . Энергию связи электрона в атоме пока не учитываем. Тогда

$$h\nu + m_{эл}c^2 = h\nu' + W_{эл} \quad (\text{закон сохранения энергии}), \quad (8.63)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}' + \mathbf{p}_{эл} \quad (\text{закон сохранения импульса}), \quad (8.64)$$

где  $\mathbf{K} = h\nu/c$ , а  $\mathbf{K}' = h\nu'/c$ . Для совместного решения уравнений (8.63) используем (7.30):

$$\frac{W_{эл}^2}{c^2} - \mathbf{p}_{эл}^2 = m_{эл}^2 c^2.$$

Вспомним известную теорему геометрии о косинусе угла (рис. 8.27):

$$(\mathbf{p}_{эл})^2 = \left( \frac{h\nu}{c} \right)^2 + \left( \frac{h\nu'}{c} \right)^2 - \frac{2h^2}{c^2} \nu\nu' \cos \Theta. \quad (8.65)$$

После несложных преобразований, в которых используется соотношение между длиной волны и частотой  $\nu = c/\lambda$ , получаем

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_{эл}c} \sin^2 \frac{\Theta}{2}. \quad (8.66)$$

Анализ этой формулы показывает, что смещение возрастает с увеличением угла рассеяния, достигая максимума в том трудно

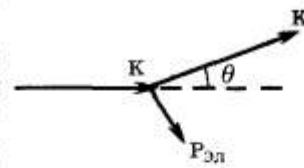
наблюдаемом случае, когда  $\Theta = \pi$ , т. е. рассеянное излучение направлено навстречу возбуждающему.

Наличие несмещенной компоненты в рассеянном излучении обусловлено спецификой рассеяния рентгеновских лучей, взаимодействующих с внутренними сильно связанными в атоме электронами. Проведенный расчет не учитывал этой связи и фактически исследовалось рассеяние на легких атомах, где связь очень слабая. В согласии с данными опыта в этом случае интенсивность смещенной компоненты относительно велика. В тяжелых атомах, где имеется большое число сильно связанных электронов, значительная часть фотонов как бы испытывает упругое столкновение с атомом большой массы. Поэтому в спектре рассеяния велика интенсивность несмещенной компоненты.

Из приведенного расчета следует, что в результате соударения должны возникнуть свободные электроны, которые часто называют *электронами отдачи*. Из уравнений (8.64) легко оценить, какую долю энергии рентгеновского кванта унесет этот электрон, и связать изменение относительной интенсивности компонент рассеянного излучения со смещением  $\Delta\lambda$ . Полученные соотношения находятся в согласии с приведенными опытными данными. Следует заметить, что для не очень жесткого излучения даже при больших углах рассеяния уносимая электроном энергия составляет малую часть энергии фотона, что существенно отличается механизм данного процесса от фотоэффекта, где электрон забирает всю энергию налетающего фотона. Наличие электронов отдачи при рассеянии рентгеновского излучения было подтверждено опытами Д. В. Скобельцына, наблюдавшего их следы (треки) в камере Вильсона. Остроумное видоизменение методики (помещение камеры во внешнее магнитное поле) позволило измерить энергии электронов.

Как уже указывалось (см. § 2.6), электромагнитное поле характеризуется моментом импульса. Для системы, описанной в терминах фотонной физики, должен удовлетворяться закон сохранения момента импульса. Оценивая проекцию момента импульса фотона на направление импульса, можно получить одно из основных свойств электромагнитного излучения — его поляризацию, которая столь просто вводилась в волновой оптике. Более подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки нашей книги.

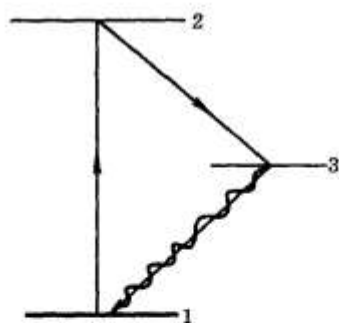
Рассмотренные опыты (см. § 4.6) по получению излучения удвоенной частоты (второй гармоники) являются частным слу-



8.27. К выводу формулы (8.66)

чаем реализации волны суммарной частоты, что очень важно для создания генераторов в различных областях спектра. Обратный эффект — перекачивания энергии в нелинейной среде при соблюдении условий синхронизма из мощного излучения  $\omega = \omega_1 + \omega_2$  в более слабые волны частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — был предложен Р.В.Хохловым и С.А.Ахмановым для создания параметрических генераторов и усилителей световых потоков. На языке квантовой физики все эти процессы преобразования частоты представляют собой многофотонные процессы. Так, например, удвоение частоты будет *трехфотонным процессом* — гибнут два фотона с энергией  $\hbar\omega$  и рождается один фотон энергии  $2\hbar\omega$ . В этих же терминах могут быть описаны процессы поглощения и усиления света, для истолкования которых непригодна описанная в § 4.6 классическая модель.

В таких экспериментах широко применяется понятие оптической накачки, введенное А.Кастлером в 50-е годы. Это явление, связанное с опустошением нижнего (основного) уровня и переходом атомов на какой-либо третий (промежуточный) уровень, широко используется в спектроскопии и лазерной физике, так как здесь создается значительное превышение числа атомов в более высокоэнергетическом состоянии (рис. 8.28), создающее предпосылки для возникновения лазерного излучения.



8.28. Простейшая схема оптической накачки

Многофотонные процессы играют в этих опытах большую роль, что, возможно, предвидел еще Эйнштейн при формулировке закона фотоэффекта в 1905 г., указав, что передача одному электрону всей энергии одного кванта является простейшим случаем обмена энергии между этими частицами.

Ограничимся приведенными примерами использования законов сохранения для описания элементарных актов взаимодействия фотонов с электронами. В руководствах по атомной физике подробно исследуются весьма тонкие эффекты, которые были открыты в результате такого подхода к различным явлениям (*эффект Мессбауэра* и др.). Там же обсуждены интересные экспериментальные исследования этих процессов, доказывающие, что законы сохранения справедливы не в среднем, а для каждого элементарного акта. Укажем также, что квантовые представления оказались чрезвычайно полезными при энергетическом анализе процессов взаимодействия света с веществом. Так, например, фотонная теория позволила разобраться в ме-

которые были открыты в результате такого подхода к различным явлениям (*эффект Мессбауэра* и др.). Там же обсуждены интересные экспериментальные исследования этих процессов, доказывающие, что законы сохранения справедливы не в среднем, а для каждого элементарного акта. Укажем также, что квантовые представления оказались чрезвычайно полезными при энергетическом анализе процессов взаимодействия света с веществом. Так, например, фотонная теория позволила разобраться в ме-

ханизме различных фотохимических процессов, что было невозможно при исследовании этих явлений в рамках волновой оптики.

За последние годы существенно повысился интерес к вопросам, связанным со статистическими характеристиками света. Интенсивно изучаются когерентные световые поля, обладающие неклассической статистикой фотонов. Эти работы, в частности, имеют целью уменьшить флуктуации фотоприема до уровня, определяемого дробовым шумом фототока. В рамках этой книги невозможно рассматривать эти работы, основанные на квантовой электродинамике и представляющие синтез волновых и корпускулярных представлений. Мы ограничимся предельно кратким указанием на цикл работ<sup>\*</sup>, в которых возможность наблюдения флуктуаций фотонов изучалась в классических схемах волновой оптики (интерферометры Юнга и Майкельсона) с использованием современных методов регистрации фототока.

Если мы рассмотрим схему таких измерений на основе метода Юнга (рис. 6.48), то найдем ответ на вопрос, почему в этой схеме столь мало света, что возникают серьезные трудности с ее лекционной демонстрацией. Простые оценки показывают, что световой поток в интерферометре должен быть столь мал, что его средняя энергия  $\langle W \rangle$  не превышает одной десятичной от энергии кванта  $h\nu$ . А это значит, что в каждую секунду излучается  $10^5 - 10^6$  фотонов, способных интерферировать. Если исходить из равномерного во времени их испускания, то между каждым попаданием такого фотона в интерферометр проходит  $10^{-5} - 10^{-6}$  с, в то время как путь его до приемника, как правило, не превышает 50 см, т.е. должен занимать менее  $10^{-9}$  с. Следовательно, интерферометр подавляющую часть времени пуст, а пролетающий через него каждую микросекунду одиночный фотон попадает в одну из двух щелей с вероятностью, определяемой условиями эксперимента. Наблюдение за более длительным промежутком времени и дает на выходе статистическое усреднение, т.е. интерференционную картину.

Эти оценки были подтверждены прямыми измерениями, которые при правильном учете геометрии эксперимента и квантового выхода фотоприемника полностью подтвердили сформулированные выше данные. Аналогичные опыты были проделаны с интерферометром Майкельсона, в которых определяющую роль играла временная когерентность.

Мы видим, как тесно переплелись здесь волновая и фотонная оптика и сколь опасно воздвигать непреодолимую стену между

---

<sup>\*</sup> См.: Калитеевский Н.И., Пеньков С.Н., Марченко О.М. //Вестник ВШ (физика). 1985. Т. 3. С. 65; Т. 4. С. 28, и др.

этими двумя предельными методами описания сложных оптических явлений.

Заканчивая это предельно краткое изучение свойств фотона, целесообразно сформулировать следующие общие соображения. Введение понятия фотона привело фактически к созданию новой корпускулярной теории света, хорошо объясняющей некоторые оптические явления, истолкование которых в рамках волновой теории было затруднительно, а иногда невозможно. В то же время при правильном описании явлений эта теория не приводит к противоречию с исходными положениями волновой оптики. В частности, можно описать явления на границе двух сред в терминах как волновой, так и корпускулярной оптики. Конечно, было бы грубой ошибкой отождествлять скорость электромагнитных волн и скорость корпускул и пытаться поставить какой-либо решающий опыт, позволяющий выбрать одну из двух дополняющих одна другую теорий для описания всех сложных оптических явлений. Следует учитывать, что волновая и корпускулярная картины — это классические крайности (пределы) квантово-механической сущности явления, полностью соответствующей дуализму материи.



## Лекция 2. Процессы взаимодействия фотонов с атомами. Оптика полупроводников.

### 2.1. Процессы распространения света в прозрачных диэлектриках

#### 2.1.1. Общие сведения об электромагнитной волне в прозрачном диэлектрике

В соответствии с волновой теорией света он представляет собой поперечную электромагнитную волну, которая характеризуется двумя ортогональными векторами напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  поля, соотношение между которыми определяется свойствами среды распространения.

$$\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 = \mu \cdot \mu_0 \cdot H^2, \quad (2.1)$$

где  $\mu_a = \mu \cdot \mu_0$  - абсолютная магнитная проницаемость,  $\mu$  - относительная магнитная проницаемость,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м - магнитная постоянная,

$\varepsilon_a = \varepsilon \cdot \varepsilon_0$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - электрическая постоянная,

В оптике принято рассматривать одну из составляющих поля, а именно вектор  $\vec{E}$ . Рассматриваем простейшую монохроматическую незатухающую волну постоянной интенсивности с частотой  $\omega$ , распространяющуюся в вакууме вдоль оси  $z$  излучение

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot z + \varphi), \quad (2.2)$$

где  $\omega = 2\pi \cdot \nu$  - круговая частота, рад/с,

$\nu$  - частота, Гц,

$k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  - постоянная распространения волны в вакууме, рад/м,

$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$  - длина волны в вакууме, м,

$c$  - скорость света в вакууме, м/с,

$k \cdot z - \varphi = \Phi$  - текущая фаза, рад.

Интенсивность электромагнитной волны может быть определена, как векторное произведение векторов напряженностей электрического и магнитного поля по выражению

$$I = \langle \vec{E} \cdot \vec{H} \rangle. \quad (2.3)$$

С учетом (1) для интенсивности волны (Вт/м<sup>2</sup>) получим

$$I = \frac{E_m^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} = \frac{E_m^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}} = \frac{dP}{dS}, \quad (2.4)$$

где  $P$  - мощность излучения (не путать с поляризованностью, которая также обозначена той же буквой).

Для волны, распространяющейся в некоторой прозрачной среде с показателем преломления  $n$ , будет справедливо выражение (2.2), в котором постоянная распространения будет равна

$$k = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda_0}. \quad (2.5)$$

Показатель преломления среды  $n$  из-за дисперсии зависит от частоты излучения  $\nu$

$$n(\nu) = \frac{c}{\sqrt{\mu_a \cdot \varepsilon_a(\nu)}} = \frac{c}{V(\nu)}, \quad (2.6)$$

$V(\nu)$  – скорость света в данной среде.

Для прозрачных диэлектриков, таких как кварцевое стекло,  $\mu=1$ , а

$$n^2 = \varepsilon. \quad (2.7)$$

Определим длину волны в среде

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{c}{\nu \cdot n}. \quad (2.8)$$

Отметим, что длина волны в среде  $\lambda$  и полная фаза  $\Phi$  зависят от показателя преломления среды, а сам он в свою очередь зависит от частоты излучения  $\omega$ . Все это проявления дисперсии среды.

Интенсивность плоской электромагнитной волны, Вт/м<sup>2</sup>

### 2.1.2. Теоретические основы линейного взаимодействия света с диэлектрической средой

Теоретические основы взаимодействия света с веществом заложили английский физик Джозеф Томсон (1856-1940), предложивший модель атома, и нидерландский физик Хендрик Лоренц (1853-1928), который ее развил и провел необходимые расчеты. Лоренц предложил рассматривать атом вещества, как гармонический элементарный осциллятор (диполь) с частотой собственных колебаний  $\omega_0$ . Эта упрощенная модель позволяет качественно определить зависимость показателя преломления, диэлектрической проницаемости и восприимчивости от частоты излучения. Параметрами этой модели являются: заряд  $e$  и масса  $m_e$  электрона, концентрация атомов (осцилляторов - диполей)  $N$  в единице объема, а также коэффициент затухания.

Под действием внешнего поля  $E$  электромагнитной волны диэлектрик поляризуется. Поле вызывает смещение электронных оболочек атомов относительно ядер, в результате атомы приобретают электрический дипольный момент. Данный механизм обуславливает, так называемую, электронную поляризованность. Наряду с электронной возможны и другие виды поляризованности, например наведенной внешним электрическим полем. Так, относительные смещения положительных и отрицательных ионов под действием поля приводят к ионной поляризованности. Если в среде имеются постоянные диполи (дипольные или полярные молекулы), то может наблюдаться ориентационная (вращательная) поляризованность, обусловленная поворотом (вращением) диполей по направлению поля.

В большинстве случаев можно пренебречь ионной и ориентационной поляризованностями и считать, что в силу большой частоты ( $10^{14}$ - $10^{15}$  Гц) световых волн основную роль в оптическом диапазоне (в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра) играет электронная поляризованность.

В основе взаимодействия света со средой лежит элементарный процесс возбуждения атома или молекулы вещества световым полем и последующего переизлучения света возбужденной частицей.

Электрическое поле световой волны вызывает быстро изменяющуюся поляризацию среды, т.е. каждый атом среды превращается в диполь – систему двух колеблющихся зарядов, оставаясь при этом нейтральным (сумма положительного заряда ядра и отрицательного заряда электронной оболочки равна 0). Дипольный момент атома определяется произведением заряда электрона  $e$  колеблющегося с частотой  $\omega$  на его смещение  $r$  в электрическом поле волны

$$\vec{p} = e \cdot \vec{r}, \text{ Кл м} \quad (2.9)$$

Дипольный момент атома – вектор, направление которого совпадает с направлением колебаний зарядов.

Суммарный дипольный момент в единице объема или поляризованность  $\vec{P}$  также является вектором, который может быть выражен через вектор напряженности электрического поля в падающей волне  $\vec{E}$

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = N \cdot e \cdot \vec{r}, \text{ Кл/м} \quad (2.10)$$

где  $\chi$  - диэлектрическая восприимчивость, в общем случае, когда направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{P}$  не совпадают, является тензором,  $N$  – количество атомов (молекул) в единице объема.

Однако в изотропной среде направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{P}$  совпадают, и диэлектрическая восприимчивость является скалярной величиной.

Для полноты картины электрического поля в диэлектрике введем вектор электрического смещения или электрической индукции  $D$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{E} \quad (2.11)$$

$$\varepsilon = 1 + \chi \quad (2.12)$$

Вектор наведенной поляризованности единичного объема среды  $\vec{P}$ , определяет поле, переизлученное этой средой в результате рассматриваемого воздействия. Поляризованность есть «отклик» среды на внешнее воздействие, т.е. на воздействие внешнего электромагнитного поля (в данном случае поля световой волны), характеризуемого вектором электрической напряженности (световым вектором)  $\vec{E}$ .

Идея расчета, проведенного Лоренцем, состоит в нахождении зависимости показателя преломления вещества от частоты. Для этого он использовал вектор поляризации  $P$ , создаваемой полем  $E$ , и вектор электрической индукции (смещения)  $D$ . Лоренц считал, что в одинаковых атомах с концентрацией  $N$  (количество атомов в единице объема) имеется один, так называемый оптический электрон с зарядом  $e = -1.602 \cdot 10^{-19}$  Кл и массой  $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$  кг.

Электрическое поле волны воздействует на электрон с вынуждающей силой

$$\vec{F}_e = e \cdot \vec{E}. \quad (2.13)$$

Электрон удерживается в атоме квазиупругой силой, пропорциональной смещению электрона от положения равновесия (коэффициент пропорциональности  $k$ ), которая в свою очередь связана с резонансной частотой собственных колебаний электрона в атоме  $\omega_0$  и его массой

$$\vec{F}_r = -k \cdot r = -\omega_0^2 \cdot m_e \cdot r. \quad (2.14)$$

На движение электрона оказывает влияние также тормозящая сила, пропорциональная скорости движения электрона  $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$  (коэффициент пропорциональности  $g$ ). Тормозящая сила определяет процессы затухания колебаний электрона в атоме и добротность резонансной системы

$$\vec{F}_t = -g \cdot \dot{r} = -\gamma \cdot m_e \cdot \dot{r}, \quad (2.15)$$

где  $\gamma$  – коэффициент, определяющий резонансное затухание.

Запишем линейное дифференциальное уравнение, описывающее движение электрона в атоме

$$\ddot{r} + \gamma \cdot \dot{r} + \omega_0^2 \cdot r = e \cdot E / m_e. \quad (2.16)$$

Задаем напряженность вынуждающего электрического поля в световой волне в комплексной форме

$$E = E_m \cdot \exp(j\omega t). \quad (2.17)$$

Будем искать решение уравнения (2.12) в форме гармонического колебания

$$r = r_m \cdot \exp(j\omega t), \quad (2.18)$$

где  $r_m$  – амплитуда колебаний.

Определим выражения для первой и второй производной в (2.16) с учетом (2.18)

$$\dot{r} = j\omega \cdot r_m \cdot \exp(j\omega t) \text{ и } \ddot{r} = -\omega^2 \cdot r_m \cdot \exp(j\omega t) \quad (2.19)$$

Подставляем (2.18) и (2.19) в (2.16)

$$r_m \cdot (-\omega^2 + j\gamma \cdot \omega + \omega_0^2) \cdot \exp(j\omega t) = \frac{e \cdot E_m}{m_e} \cdot \exp(j\omega t) \text{ и получим для амплитуды}$$

колебаний диполя

$$r_m = \frac{e \cdot E_m}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + j\gamma \cdot \omega]}. \quad (2.20)$$

Учитывая (2.10) и (2.20) определим зависимость диэлектрической восприимчивости от частоты

$$\chi(\omega) = \frac{P_m(\omega)}{E_m} = \frac{N \cdot e \cdot r_m}{E_m} = \frac{N \cdot e^2}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2) + j\gamma \cdot \omega]} \quad (2.21)$$

Диэлектрическая восприимчивость содержит вещественную и мнимую составляющие:

$$Re(\chi) = \frac{N \cdot e^2 \cdot (\omega_0^2 - \omega^2)}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2]}, \quad (2.22)$$

$$Im(\chi) = \frac{N \cdot e^2 \cdot \gamma \cdot \omega}{m_e \cdot [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \cdot \omega^2]}. \quad (2.23)$$

Вещественная составляющая характеризует переизлучаемое атомами излучение, а мнимая составляющая - затухание излучения за счет резонансного поглощения.

На рис. 2.3 показаны зависимости от частоты вещественной (а) и мнимой (б) составляющих диэлектрической восприимчивости для прозрачного диэлектрика вблизи от резонанса в ультрафиолетовой области на частоте  $\omega_0 = 2 \cdot 10^{16}$  рад/с ( $\lambda_0 = 94.2$  нм,  $\nu_0 = 3183$  ТГц).

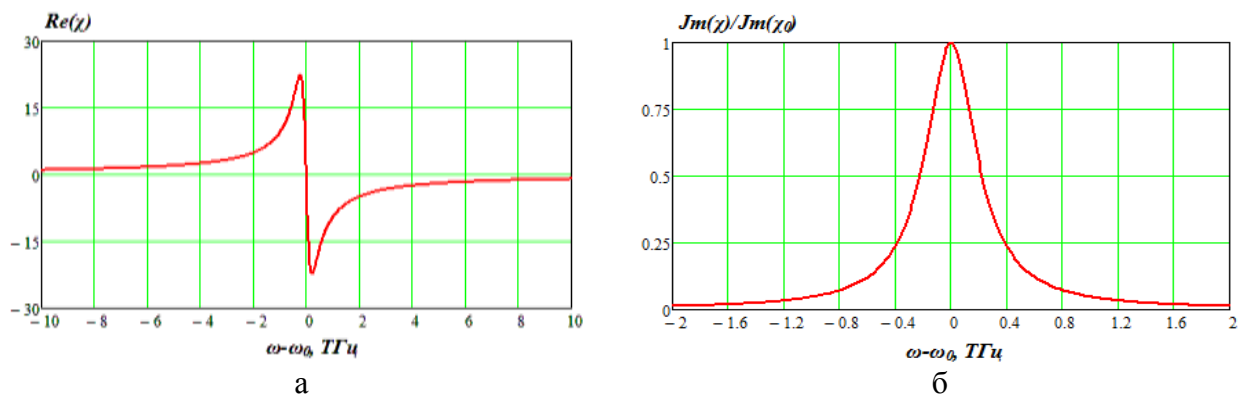


Рис. 2.3. Зависимости вещественной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости от частоты вблизи резонансной частоты  $\omega_0$ .

Видно, что вещественная часть диэлектрической проницаемости при относительно низких частотах (обычно это область рабочих частот) медленно растет. Вблизи резонансной частоты она растет очень быстро, достигает максимума, скачком изменяет свой знак, проходя через 0 на резонансной частоте, и вновь начинает расти. Мнимая часть в области рабочих частот очень мала и затухание в рабочей области частот также мало. На резонансной частоте затухание достигает своего максимума. Со времен Лоренца принято говорить, что в области частот, для которых диэлектрическая восприимчивость и показатель преломления растут с увеличением частоты, наблюдается нормальная дисперсия. В области резонанса диэлектрическая восприимчивость и показатель преломления с увеличением частоты быстро уменьшаются, что говорит об аномальной дисперсии.

Отметим, что в нашей первой лекции мы также говорили о нормальной и аномальной дисперсии в ОВ. Эти явления надо различать. В соответствии с Лоренцем аномальность проявляется для фазовой скорости и показателя преломления. А при рассмотрении хроматической дисперсии в ОМ ОВ речь идет об аномалиях в групповой скорости и групповом показателе преломления.

### 2.1.3. Процессы нелинейной поляризации диэлектрика под действием электрического поля волны

Характер этого взаимодействия зависит от соотношения между величиной напряженности поля световой волны  $E$  и характерной напряженностью внутриатомного поля  $E_{am}$ , определяющего силы связи оптических электронов (т.е. внешних, наиболее слабо связанных электронов) с ядром атома вещества. Поле  $E_{am}$  связано с потенциалом ионизации атома  $I_{am}$  (энергия ионизации) и атомным радиусом  $r_a$  соотношением:

$$e \cdot E_{am} \cdot r_a = I_{am}, \quad (2.24)$$

где  $e$  – элементарный заряд, равный по модулю заряду электрона,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

Для атома водорода это поле составляет

$$E_{am} = \frac{e}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_H^2} = 5 \cdot 10^{11} \frac{B}{m} \quad (2.25)$$

где  $r_H$  – радиус атома водорода.

Для более тяжелых атомов напряженность поля меньше, т.к. их радиус больше  $E_{am} = 10^{10} \dots 10^{11}$  В/м.

Оценка поля  $E$  световой волны в случае не лазерных источников света в соответствии с (2.4) дает величину  $E \leq 10^3$  В/м, т.е.

$$E \ll E_{am}. \quad (2.26)$$

В мощных лазерных пучках можно получить напряженности  $E$  вплоть до значений  $10^8 \dots 10^9$  В/м, уже сравнимых с  $E_{am}$ . В случае когда поле  $E$ , оставаясь меньше  $E_{am}$ , приближается к нему по величине, поляризованность среды  $P(E)$  перестает быть линейной функцией поля  $E$ .

Введем безразмерный параметр нелинейности

$$k_E = \frac{E}{E_{am}}, \quad (2.27)$$

как отношение напряженности внешнего светового поля к характерной напряженности внутриатомного поля. В области слабых световых полей имеем:  $k_E \ll 1$ , что соответствует приближению линейной оптики.

При этом условии отклик атомного осциллятора на внешнее воздействие будет иметь линейный характер, а зависимость поляризованности  $P=P(E)$  в случае изотропной среды может быть представлена в виде:

$$P = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(1)} \cdot E, \quad (2.28)$$

где  $\chi^{(1)}$  – линейная восприимчивость среды, являющаяся безразмерной величиной и зависящая только от свойств среды.

Для анизотропной среды в линейном приближении восприимчивость является тензорной величиной, и последнее уравнение примет вид:

$$P_i = \varepsilon_0 \cdot \sum_{k=1}^3 \chi_{ik}^{(1)} \cdot E_k, \quad i, k = 1, 2, 3 \quad (2.29)$$

где  $\chi_{ik}^{(1)}$  – компоненты тензора линейной восприимчивости среды.

Материальные уравнения (2.28) и (2.29) являются соотношениями, на которых базируется линейная оптика в изотропных средах (2.28) и в анизотропных (б). Оно справедливо только при условии  $E \ll E_{am}$ , а при невыполнении этого условия является лишь некоторым приближением.

В линейном приближении колеблющиеся с частотой  $\omega$  диполи представляют собой ансамбль гармонических осцилляторов, которые излучают электромагнитные волны с той же частотой  $\omega$  и согласованными фазами.

Если параметр  $k_E$  не является малой величиной, однако выполняется условие  $k_E < 1$ , как это имеет место в случае интенсивного лазерного излучения, функция  $P(E)$  может быть представлена для изотропной среды в виде разложения в ряд по степеням  $E$ :

$$P(E) = \varepsilon_0 \cdot [\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} \cdot E^2 + \chi^{(3)} \cdot E^3 + \dots + \chi^{(m)} \cdot E^m + \dots] \quad (2.30)$$

Разложение поляризованности  $P$  в ряд по степеням  $E$  при условии  $k_E < 1$  предполагает, что члены ряда убывают по мере увеличения их номеров. Коэффициенты  $\chi^{(m)}$ ,  $m \geq 2$  при членах разложения называются нелинейными восприимчивостями  $m$ -го порядка и являются уже размерными величинами. При этом соответствующая величина  $\chi^{(m)}$  пропорциональна концентрации атомов (молекул) в веществе и  $m$ -ой степени параметра  $k_E$ , т.е. пренебречь всеми нелинейными членами в (30) нельзя. Это означает, что отклик среды на действие внешнего светового поля перестает быть линейным.

Естественно, что наибольший вклад в нелинейные оптические процессы будут давать низшие члены в разложении (30), так как с ростом номера  $m$  нелинейные восприимчивости  $\chi^{(m)}$  быстро уменьшаются. Расчет нелинейных восприимчивостей производится с использованием методов квантовой механики. С появлением лазеров удалось экспериментально определить спектральные компоненты восприимчивостей  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$ ,  $\chi^{(4)}$  на оптических частотах.

Сама нелинейность может быть связана как со свойствами самих диполей  $p$ , так и с их количеством в единице объема  $N$ . При этом говорят о микроскопической и макроскопической нелинейностях.

Причиной микроскопической нелинейности является негармонический характер вынужденных колебаний диполей (агармонический осцилятор) при вынуждающем поле, сравнимом с внутриаомными полями диполей.

Макроскопические неоднородности обусловлены более сложными процессами – взаимодействием света с акустическими и оптическими фононами, спиновыми волнами, плазменными колебаниями и т.д. Например, в лазерных (квантовых) средах число частиц на определенном энергетическом уровне может зависеть от интенсивности резонансного поля, что является причиной нелинейного поглощения или усиления.

В типичных оптических средах, например в кварцевом стекле и нелинейных кристаллах, линейная восприимчивость  $\chi^{(1)} \approx 1$ , характерный порядок значений квадратичной восприимчивости составляет  $\chi^{(2)} \approx 10^{-13} \dots 10^{-11}$  м/В, а кубичной восприимчивости –  $\chi^{(3)} \approx 10^{-23} \dots 10^{-21}$  м<sup>2</sup>/В<sup>2</sup>.

Материальное уравнение (30) составляет основу нелинейной оптики. Нелинейные восприимчивости  $\chi^{(m)}$  различных порядков, как и линейная восприимчивость  $\chi^{(1)}$ , определяются физическими свойствами и моделями среды. Нелинейные восприимчивости введены на основе действия светового поля на оптические электроны атомов вещества, т.е. рассматривается электронная поляризованность вещества.

Отметим, что в анизотропных средах направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{P}$  не совпадают, восприимчивости  $\chi^{(m)}$  представляют собой тензоры. Мы рассмотрим только наиболее простой случай нелинейного взаимодействия, характерный для всех аморфных веществ и для центросимметричных оптических кристаллов

$$\chi^{(2)} = 0.$$

К таким материалам относится кварцевое стекло, в котором молекула двуокиси кремния SiO<sub>2</sub> обладает центром симметрии. В них квадратичная поляризованность отсутствует, следовательно, отсутствуют и нелинейные эффекты второго порядка, а нелинейность таких сред определяется в ближайшем порядке кубичной восприимчивостью  $\chi^{(3)}$ . Такие среды называют кубично-нелинейными, для них в правой части материального уравнения (30) второе слагаемое равно нулю, а также и все слагаемые четных порядков.

В квадратично-нелинейных средах члены суммы четных порядков не равны 0. Этим свойством обладает очень узкий класс кристаллических сред, относящихся к пьезоэлектрикам.

#### 2.1.4. Процессы генерации гармоник в нелинейной среде

Рассмотрим процессы возникновения новых спектральных составляющих в нелинейных средах. На рис. 2.4 показаны зависимости поляризованности среды от напряженности электрического поля для кубично-нелинейной (а) и квадратично-нелинейной (б) сред.

Рассмотрим для простоты случай изотропной среды, по которой распространяется уже много раз рассмотренная плоская монохроматическая волна с частотой  $\omega$

$$E(x,t) = E_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot x). \quad (2.31)$$

Подставляя уравнение волны в формулу (2.30), находим, что первый (линейный) член в разложении поляризации по степеням поля имеет вид:

$$P^{(l)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(l)} E_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot x). \quad (2.32)$$

В линейном приближении отклик среды содержит только одну частоту  $\omega$ . Это означает, что среда переизлучает свет с той же самой частотой, что и падающая световая волна.

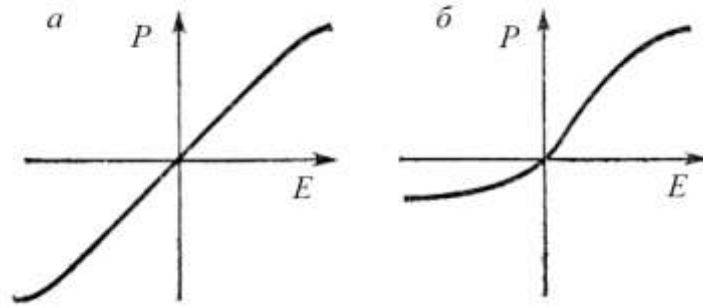


Рис. 2.4. Зависимости величины поляризованности  $P$  от напряженности  $E$  электрического поля:  $a$  – в кубично-нелинейной среде;  $b$  – в квадратично-нелинейной среде.

Рассмотрим следующий член в разложении (30), который существует только в квадратично-нелинейной среде:

$$\begin{aligned}
 P^{(2)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E^2 = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_m^2 \cdot \cos^2(\omega t - k \cdot x) = \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_m^2 + \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_m^2 \cdot \cos[2 \cdot (\omega t - k \cdot x)]
 \end{aligned}
 \tag{2.33}$$

Процессы, происходящие в такой среде, показаны на рис. 2.5.

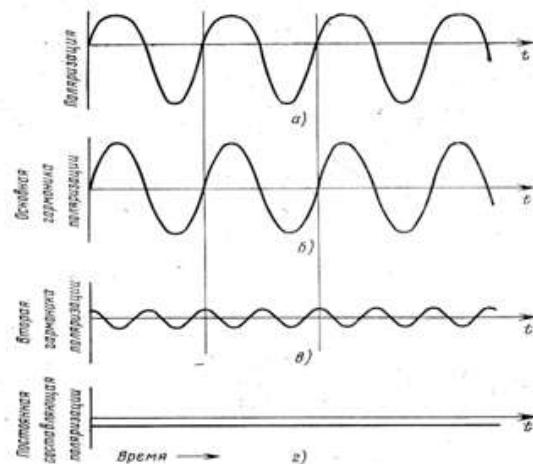


Рис. 2.5. Процессы, происходящие в квадратично-нелинейной среде

Видно, что за счет нелинейности среды возникают искажения формы поляризованности излучаемого света (рис. 2.5а). Помимо первой гармоники (2.32) с частотой  $\omega$  падающего света (рис. 2.5б) возникает постоянная составляющая поляризации (рис. 2.5г), описываемая первым членом суммы в (2.33). По существу появление постоянной составляющей поляризации это выпрямление (детектирование) в том же смысле, в котором оно понимается в радиотехнике. Однако выпрямление происходит не в электронной лампе или полупроводниковом диоде, а в оптической среде, где возникает постоянная напряженность электрического поля (в данном случае со знаком -). На рис.2.6 показана экспериментальная установка для доказательства существования эффекта оптического выпрямления.

Импульс мощного оптического излучения от рубинового лазера проходит через кристалл кварца, на который нанесены электроды, образующие электрический конденсатор. Проходящее через кристалл излучение в результате выпрямления преобразуется в импульс напряженности электрического поля определенной полярности, который в свою очередь создает электрическое напряжение на обкладках конденсатора. Это напряжение можно наблюдать на экране электронного осциллографа.



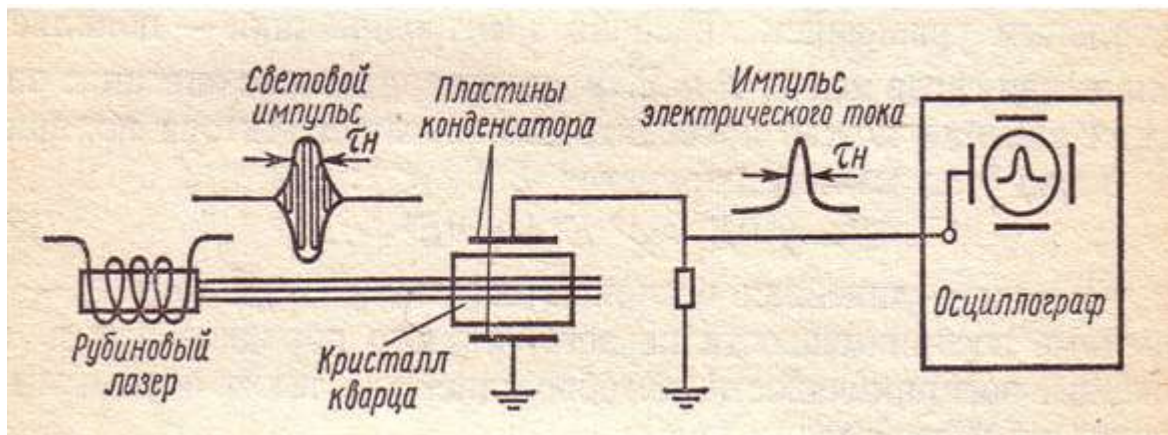


Рис. 2.6. Установка для наблюдения эффекта оптического выпрямления в квадратично-нелинейной среде

Второе слагаемое в (2.33), показанное на рис. 2.5в, свидетельствует о возбуждении второй оптической гармоники с частотой  $2\omega$ . Можно показать, что амплитуда  $E_m(2\omega)$  волны на частоте  $2\omega$ , генерируемой в каждой точке среды, пропорциональна квадрату амплитуды  $E_m(\omega)$  первичной волны и величине квадратичной восприимчивости данной среды.

На рис.2.7 показана экспериментальная установка для наблюдения процесса генерации второй гармоники.

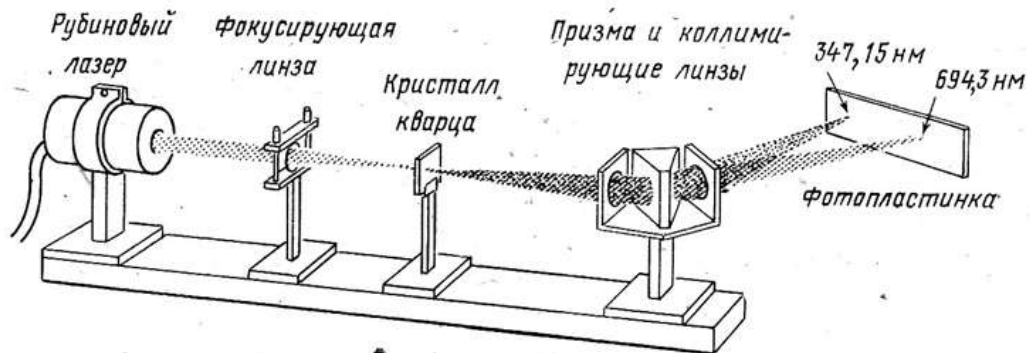


Рис. 2.7. Установка для наблюдения процесса генерации второй гармоники в квадратично-нелинейной среде

Излучение мощного рубинового лазера фокусируется с помощью линзы на кристалл кварца. Прошедшее через кристалл излучение проходит через диспергирующую призму (призменный монохроматор), которая разлагает прошедшее излучение в спектр и проецирует спектр на экран, который может представлять собой фотопластинку. На экране (фотопластинке) можно наблюдать (регистрировать) излучение двух длин волн: исходной ( $\lambda=694.3$  нм) и второй гармоники ( $\lambda=347.15$  нм).

Заметим, что если на квадратично-нелинейную среду воздействуют две волны с различными частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , то нелинейная поляризация будет содержать гармонические составляющие на частотах:  $2\omega_1$ ;  $2\omega_2$ ;  $\omega_1-\omega_2$  и  $\omega_1+\omega_2$ , т.е. помимо генерации гармоник возможна генерация суммарных и разностных частот.

Впервые генерацию второй гармоники наблюдал в 1961 г. П. Франкен (США) с сотрудниками в установке, аналогичной уже рассмотренной. Он исследовал прохождение луча от рубинового лазера через пьезоэлектрический кристалл кварца  $\text{SiO}_2$  (рис. 2.8). Пластина кварца К освещалась лазерным лучом через фильтр Ф1, пропускающий только это излучение. За кварцевой пластинкой были зафиксированы две волны: на основной частоте  $\omega_1$  и на удвоенной частоте поля накачки  $2\omega_1$  (или на длине волны  $\lambda_2=\lambda_1/2$ ). Фильтр Ф2 прозрачен только для волны с частотой  $2\omega_1$ , которая регистрировалась

фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Это был один из первых опытов, в котором были ярко продемонстрированы нелинейные свойства вещества в оптическом диапазоне.

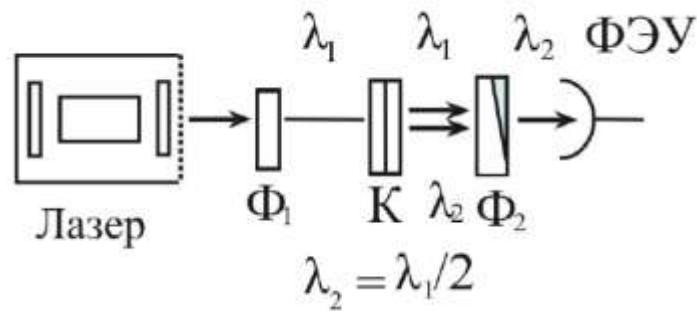


Рис. 2.8. Опыт П. Франкена (США) по генерации второй гармоники в квадратично-нелинейной среде

Рассмотрение может быть продолжено и для следующих порядков разложения, например для третьего порядка:

$$\begin{aligned}
 P^{(3)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E^3 = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E_m^3 \cdot \cos^3(\omega t - k \cdot x) = \\
 &= \frac{3}{4} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E_m^3 \cdot \cos(\omega t - k \cdot x) + \frac{1}{4} \cdot \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} E_m^3 \cdot \cos[3 \cdot (\omega t - k \cdot x)]
 \end{aligned}
 \tag{2.34}$$

Второе слагаемое в последнем выражении соответствует процессу генерации третьей гармоники.

Сделаем промежуточные выводы по сравнению линейных и нелинейных явлений в оптике.

В линейной оптике:

1. Частотный диапазон излучения проходящего по линейной среде не изменяется.
2. Коэффициент затухания, показатель преломления, диэлектрические проницаемость и восприимчивость материала не зависят от интенсивности излучения.
3. Применим принцип суперпозиции для напряженностей электрического поля в

электромагнитной волне, проходящей в линейной среде  $\vec{E}_\Sigma = \sum_1^N \vec{E}_i$

Из принципа суперпозиций следует, что два пучка света в одной и той же области среды не оказывают воздействия друг на друга, так что свет не может использоваться для управления светом.

Линейная среда может изменять следующие параметры электромагнитной волны: амплитуду напряженности поля  $E_m$ , интенсивность и мощность излучения, фазу волны  $\Phi$ , состояние поляризации, направление распространения.

В нелинейной оптике:

1. Возникают новые частоты при распространении в нелинейной среде.
2. Коэффициент затухания, показатель преломления, диэлектрические проницаемость и восприимчивость материала зависят от интенсивности излучения.
3. Не применим принцип суперпозиции электромагнитных полей  $\vec{E}_\Sigma \neq \sum_1^N \vec{E}_i$

В нелинейной оптике существует возможность использования оптического излучения (пучка) для управления другими световыми пучками.

Оптические параметры нелинейных материалов могут зависеть от интенсивности оптической волны. Реализуется явление, которое можно назвать самовоздействием. Т.е. интенсивный свет меняет параметры среды и сам изменяется при распространении по нелинейной среде. Также возможны, так называемые кросс воздействия, когда более интенсивное излучение изменяет свойства нелинейной среды, которая в свою очередь влияет на распространение даже слабо интенсивного излучения.

## 2.2. Краткие сведения о процессах фотолюминисценции и рассеяния света в веществе.

Эти явления, чаще всего нелинейные, происходящие в оптических материалах, описываются на основе взаимодействия фотонов с атомами и молекулами среды [6].

Фотолюминисценция происходит, когда атомная система поглощает фотон и возбуждается (переходит) на более высокий уровень, после чего спонтанно (самопроизвольно) излучает фотон и переходит на более низкий энергетический уровень. По закону сохранения энергии испускаемый фотон в однофотонных процессах не может иметь большую энергию, чем возбуждающий. Несколько типов переходов, приводящих к люминисценции, схематично показаны на рис. 2.9. На рис. 2.9а показан случай, когда частота излучаемая атомом совпадает с частотой проходящего через вещество излучения. Это явление линейное, оно описывает распространение света в прозрачной оптической среде.

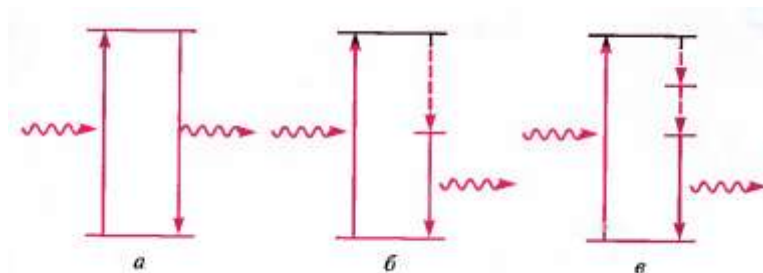


Рис. 2.9. Типы энергетических переходов в веществе при распространении излучения

Частью однофотонного процесса могут быть безызлучательные переходы вниз, показанные штриховыми линиями на рис. 2.9б и 2.9в. Частота фотолюминисценции будет ниже частоты возбуждающего излучения, а длина волны больше. Эти явления относятся к нелинейным. За счет этого механизма ультрафиолетовый свет может быть преобразован в видимый. Возбужденный электрон может в течение продолжительного времени (времени жизни) находиться в промежуточном долгоживущем состоянии, результатом чего является задержанная люминисценция. Фотолюминисценция наблюдается во всех видах веществ: газах, жидкостях, твердых аморфных и кристаллических.

Фотолюминисценция также может происходить, когда система возбуждается на более высокий уровень энергии путем поглощения более, чем одного фотона с последующим переходом на низлежащие уровни, сопровождающимся испусканием фотона (рис. 2.10). Это многофотонная фотолюминисценция. Возбуждающие фотоны могут иметь одинаковые (рис. 2.10а и 2.10б) или разные (рис. 2.10в) энергии, а испускаемый фотон может иметь большую энергию, чем каждый из поглощаемых фотонов [6]. В процессах люминисценции могут участвовать безызлучательные переходы (рис. 2.10а и 2.10б) и энергия испускаемого фотона будет меньше суммы энергии поглощаемых фотонов. Если безызлучательных переходов нет, то выходной фотон может иметь энергию равную сумме энергий поглощаемых фотонов (так называемая, ап-конверсия).

$$h\nu_3 = h\nu_1 + h\nu_2$$

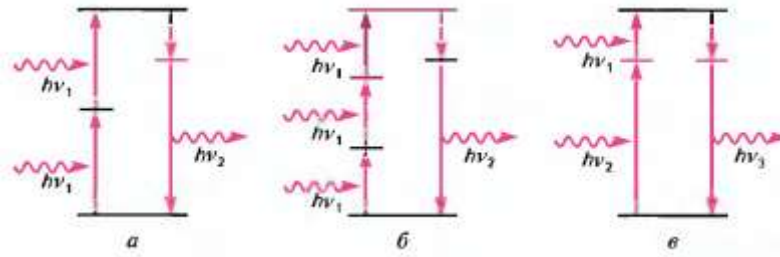


Рис. 2.10. Некоторые виды многофотонной фотолюминесценции: двухфотонная (а), трехфотонная (б) и ап-конверсия (в).

Отметим, что фотолюминесценция включает резонансное поглощение фотона с переходом из основного состояния в реальное возбужденное состояние. Следом за этим испускается фотон люминесценции с определенной энергией.

Рассеяние света сопровождается нерезонансными взаимодействиями и свет может рассеиваться в сравнительно широком диапазоне частот. Схематично можно представить три основных процесса рассеяния (рис. 2.11): рассеяние Рэлея, Рамана (комбинационное рассеяние) и рассеяние Мандельштама-Бриллюэна.

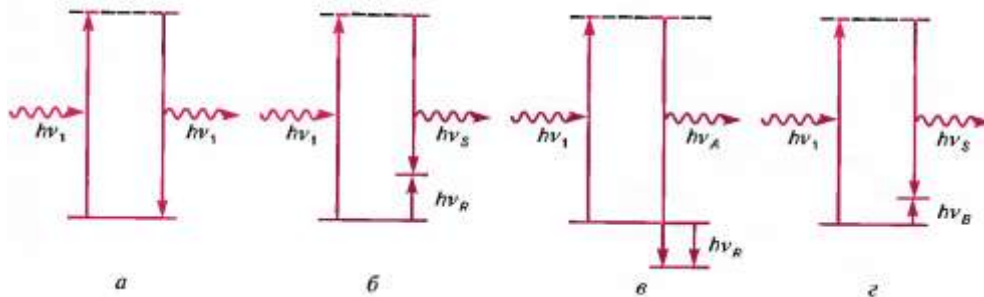


Рис. 2.11. Виды рассеяния света: рэлеевское (а), комбинационное (рамановское) стоксово (б), комбинационное (рамановское) антистоксово (в) и Мандельштама-Бриллюэна (в).

*Рэлеевское рассеяние* (рис. 2.11а) относится к линейным явлениям и не изменяет частоту проходящего излучения. В отличие от обычного распространения света свет рассеянный составляет малую долю от проходящего света и распространяется во все стороны. При рэлеевском рассеянии в результате упругого взаимодействия материал заставляет падающий фотон изменять свое направление. Оно обусловлено вариациями свойств среды, например случайными неоднородностями показателя преломления или присутствием частиц, размеры которых много меньше длины волны света, таких как электроны, атомы, молекулы и наночастицы. Интенсивность рассеянного света пропорциональна  $\nu^4$  (или  $\lambda^{-4}$ ). Таким образом, короткие волны рассеиваются сильнее длинных волн. Рэлеевское рассеяние объясняет голубой цвет неба. Рассеяние света на частицах с размерами больше  $\lambda/10$  известно как рассеяние Ми. Этот процесс слабо зависит от длины волны и отвечает за белый ореол вокруг огней при наличии дымки или тумана.

*Рамановское (комбинационное) рассеяние* это двухквантовый процесс, в котором в процессе взаимодействия с веществом фотон частоты  $\nu_I$  исчезает и рождается новый фотон с более низкой частотой  $\nu_S$  (стоксово рассеяние,  $\nu_S = \nu_I - \nu_R$ ) или более высокой частотой  $\nu_A$  (антистоксово рассеяние,  $\nu_A = \nu_I + \nu_R$ ). Схемы этих процессов показаны на рис. 2.11б и 2.11в. В отличие от рэлеевского комбинационное рассеяние – неупругий (нелинейный) процесс. Изменение энергии фотона происходит за счет обмена энергией  $h\nu_R$  с колебательной и/или вращательной модой молекулы вещества. При стоксовом рассеянии фотон делится своей энергией с веществом, а при антистоксовом заимствует энергию у вещества. Таким образом, спектр рассеянного света содержит несмещенную компоненту рэлеевского рассеяния на частоте падающего света, а также смещенные боковые компоненты стоксова и антистоксова комбинационного рассеяния.

Интенсивность боковых компонент для нерезонансных взаимодействий мала и составляет около  $10^{-7}$  от интенсивности падающего света [6]. Стекла, используемые для изготовления оптических волокон, имеют широкие колебательные спектры, которые порождают широкие рамановские спектры.

*Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР)* происходит, когда сигнальный фотон входит в нелинейную оптическую среду вместе с фотоном накачки, имеющим более высокую частоту. Сигнальный фотон стимулирует испускание второго такого же фотона, который получается в результате стоксова сдвига энергии фотона накачки. Избыточная энергия фотона отдается колебательным модам молекул вещества. Процесс имеет сходство с вынужденным излучением, однако комбинационное взаимодействие является параметрическим нелинейным оптическим процессом третьего порядка.

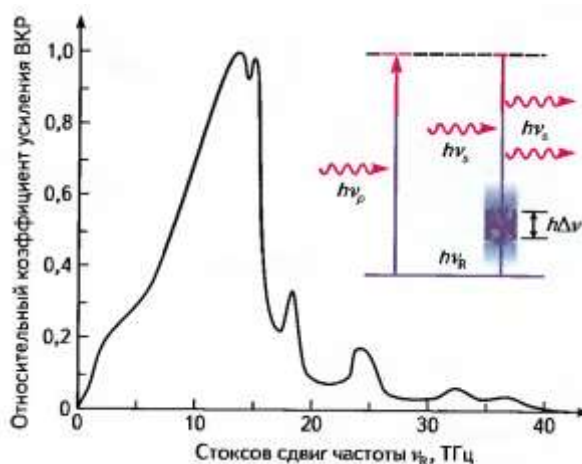


Рис. 2.12. Спектр ВКР и энергетическая диаграмма процессов усиления.

Спектр ВКР для кварцевого ОВ показан на рис. 2.12. Его ширина определяется колебательными характеристиками материала. Кварцевое стекло, германий, фосфор и другие легирующие добавки в ОВ имеют сильно отличающиеся по форме и величине спектральные распределения. В кварцевом ОВ, легированном германием, частота пика коэффициента усиления ВКР на 13 ТГц ниже пика накачки при ширине полосы 12.5 ТГц.

ВКР используется для создания волоконных оптических усилителей (ОУ) и лазеров. Достоинство рамановского усиления и генерации заключается в том, что ширина полосы, в пределах которой они могут работать, определяется колебательным спектром материала, например кварцевого ОВ, а не шириной узкой линии перехода для вынужденного излучения. Колебательный спектр достаточно широк и позволяет создавать ОУ и лазеры в полосе до 100 нм.

Еще одним применением ВКР в ОВ является создание источников широкополосного излучения. Накачка вызывает в ОВ спонтанное комбинационное рассеяние, которое усиливается по мере распространения по ОВ за счет ВКР. При достаточной длине ОВ и интенсивности накачки возникает широкополосное достаточно мощное излучение (суперконтинум).

*Спонтанное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна*, схема которого приведена на рис. 2.11г, во многом аналогично рамановскому, однако обмен энергией фотона накачки происходит не с колебательными модами молекул, а с акустическими модами сплошной среды. При большой интенсивности излучения накачки возникает и вынужденное *рассеяние Мандельштамма-Бриллюэна (ВРМБ)*, которое представляет собой стоксово излучение, распространяющееся навстречу излучению накачки. ВРМБ увеличивает затухание для излучения накачки.

### 2.3. Классификация нелинейных явлений в оптике

Приведем классификацию нелинейных явлений в оптике, охватывая те явления, о которых мы уже знаем и те, о которых будем говорить позже.



Рис.2.13. Классификация нелинейных явлений в оптике

Все нелинейные явления (рис. 2.13) можно разделить на четыре группы, исходя из основных процессов (явлений) в оптических средах:

- нелинейное поглощение,
- нелинейное усиление,
- нелинейная рефракция (нелинейное преломление света),
- нелинейное рассеяние.

Ниже в классификации идет детализация указанных явлений (процессов) и устройств на их основе.

Нелинейное поглощение используется для создания электроабсорбционных модуляторов и аттенуаторов. Оно основано на эффекте Франца-Келдыша. Нелинейное поглощение и усиление используется для создания волоконно-оптических усилителей (ВОУ), использующих в качестве активной среды ОМ ОВ, легированные редкоземельными ионами.

Нелинейная рефракция (нелинейное изменение показателя преломления) объясняет:

- эффект оптического детектирования (эффект выпрямления),
- самофокусировку,
- параметрическое усиление,
- параметрическую генерацию,
- генерацию второй и третьей гармоник излучения,
- фазовую самомодуляцию (ФСМ),
- фазовую кроссмодуляции (ФКМ),
- четырехволновое смешение (ЧВС).

При определенных условиях за счет ФСМ в ОМ ОВ можно создать оптические импульсы-солитоны, которые могут распространяться на большие расстояния не испытывая расширения за счет хроматической дисперсии. Они позволяют повысить скорость передачи сигналов в ВОСС.

Управление нелинейной рефракцией с помощью электрических или магнитных полей используется для создания электрооптических и акустооптических модуляторов и deflectоров (устройств для управления пространственным расположением или направлением распространения оптических пучков).

Управляемая нелинейная рефракция используется в волоконных ответвителях, разветвителях и интерферометрах, которые применяются для смешивания излучений различных частот при гетеродинном и гомодинном приеме оптических сигналов с различными видами модуляции.

Большую роль в ОМ ОВ играют явления рассеяния света, к которым относятся:

- линейное релеевское рассеяние и рассеяние Ми,
- нелинейное рассеяние Рамана (комбинационное рассеяние),
- нелинейное рассеяние Мандельштамма-Бриллюэна.

При больших интенсивностях излучения рассеяние Рамана и Мандельштамма-Бриллюэна становится вынужденным. Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное рассеяние Мандельштамма-Бриллюэна (ВРМБ) в ОМ ОВ оказывает большое влияние на процессы распространения по ним сигналов.

На основе вынужденного рамановского рассеяния (оно же вынужденное комбинационное рассеяние - ВКР) создаются ВОУ.

На рис. 2.14 показана совместная классификация линейных и нелинейных эффектов, происходящих в ОМ ОВ. К линейным явлениям отнесены потери (затухание) за счет релеевского рассеяния и линейного поглощения и дисперсия, которая разделяется на хроматическую и поляризационно-модовую. К нелинейным явлениям отнесены параметрические эффекты и вынужденное неупругое рассеяние.

К параметрическим эффектам, которые возникают из-за зависимости показателя преломления от интенсивности света относятся [2]:

- Фазовая самомодуляция (SPM-ФСМ),
- Фазовая кроссмодуляция (XPM-ФКМ),
- Четырехволновое смещение (FWM-ЧВС),
- Модуляционная нестабильность (MI-МН),

К разновидностям неупругого рассеяния относятся:

- Вынужденное рассеяние Мандельштамм-Бриллюэна (SBS-ВРМБ),
- Вынужденное комбинационное рассеяние – рассеяние Рамана (SRS-ВКР).



Рис. 2.14. Классификация эффектов в ОМ ОВ

Как известно, в ОМ ОВ существует также упругое (релеевское) рассеяние, которое представляет собой линейный эффект и является основным механизмом потерь в кварцевых ОВ.

## Лекция 3. Источники излучения.

### 3.1. Требования к источникам излучения для ВОЛС

Одним из важнейших узлов оптических систем связи являются передающие устройства (рис. 3.1), которые выполняют следующие функции:

- Генерация оптического излучения в источнике излучения (ИИ).
- Модуляция оптического излучения передаваемым электрическим сигналом ( $U_c$ ), которая делится на внутреннюю, которая осуществляется в самом источнике излучения (рис. 3.1а), и внешнюю с использованием специальных внешних модуляторов М (рис. 3.1б). Приёмники излучения всех типов реагируют только на изменение интенсивности света, которая пропорциональна квадрату напряженности электрического поля в поперечной электромагнитной волне. Поэтому изменения сигнала с любым видом модуляции (амплитудной, частотной, фазовой, поляризационной) всегда преобразуются в изменения интенсивности излучения. Внутреннюю модуляцию по интенсивности света осуществляют, например, изменяя по нужному закону напряжение и ток питания источников излучения. Примером простейшего внешнего модулятора света является механическое устройства, позволяющее прерывать на некоторые заданные интервалы времени световой поток (вращающийся диск с отверстием и т.п.).

- Ввод оптического излучения от ИИ в ОВ с помощью устройств согласования (УС).

Основными источниками оптического излучения для ВОСП являются полупроводниковые лазерные и светоизлучающие диоды, которые можно характеризовать следующими основными параметрами и характеристиками:

- **Средняя длина волны излучения  $\lambda_0$ .** Желательно иметь длину волны излучения, на которой ОВ обладает малыми потерями или на которой мала дисперсия в материале волокна. В настоящее время в основном используются три диапазона длин волн (окон прозрачности): 1. 0.78-0.86 мкм - для этого диапазона длин волн разрабатывались первые ВОСП, поэтому для него имеются надежные лазеры и светодиоды со сравнительно невысокой стоимостью; 2. 1.26-1.36 мкм - в этом диапазоне хроматическая дисперсия для кварца имеет минимальное значение; 3. 1.530-1.565 мкм - в этом диапазоне оптические волокна имеют наименьшие потери (0,2 дБ/км и даже меньше). Помимо указанных диапазонов начинают внедрять диапазоны, непосредственно прилегающие к 3 окну прозрачности сверху 4. 1.565-1.625 мкм и снизу 5. 1.460-1.530 мкм.
- **Ширина спектра излучения  $\Delta\lambda$**  должна быть согласована с частотной характеристикой оптического волокна и скоростью передачи сигнала (полосой передаваемого сигнала). Хроматическая дисперсия для



стандартного ОВ составляет 100...120 пс/км·нм для диапазона 0,85 мкм, ± 3.5 пс/км·нм - для 1,3 мкм и 20 пс/км·нм - для 1,55 мкм.

- **Ваттамперная характеристика** - зависимость мощности излучения  $P$ , введенной в ОВ, от тока накачки  $I_n$ . Является модуляционной характеристикой для внутренней модуляции.
- **Быстродействие** определяет максимальную скорость передачи цифровых сигналов, а также наивысшую частоту модуляции при передаче аналоговых сигналов.
- **Пространственные характеристики:** размеры и форма излучающей площадки и диаграмма направленности излучения.
- **Вольтамперная характеристика** - зависимость тока накачки  $I_n$  от напряжения  $U_n$ .
- **Квантовая эффективность.**
- **Коэффициент полезного действия.**
- **Надежность** - средняя наработка на отказ должна составлять  $10^5$  часов (около 11.5 лет непрерывной работы) и более (для подводных ВОСП -  $10^7...10^8$  часов – больше 1000 лет).

Кроме того, к ИИ предъявляются обычные требования:

- устойчивость к изменениям условий окружающей среды,
- малые габариты и масса,
- небольшая стоимость.

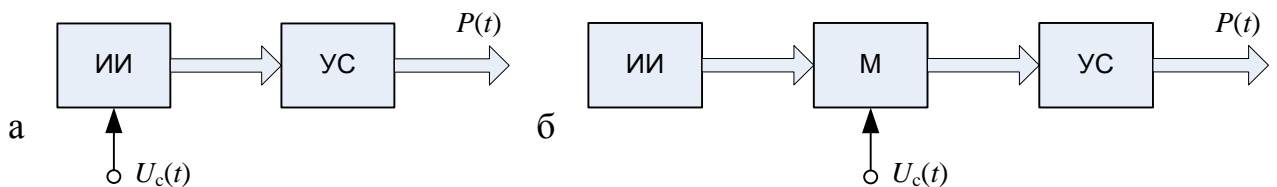


Рис. 3.1. Структурные схемы передающих устройств с внутренней (прямой) (а) и внешней (б) модуляцией.

СИД были впервые созданы в 1964 году. Импульсные ЛД на гомоструктурах, работающие при криогенных температурах, были созданы даже раньше в 1962 году. Генерация лазерного излучения на гетероструктурах была получена в Физико-техническом институте (ФТИ) им. А.Ф. Иоффе в 1968 г. В 1970 г. был получен непрерывный режим работы ЛД при комнатной температуре. Были заложены научные и технологические основы массового производства ИИ для ВОЛС. За эти работы их научный руководитель академик Жорес Алферов получил Нобелевскую премию по физике. В последующие годы решались задачи повышения стабильности параметров, надежности, долговечности, освоение новых длин волн излучения, переход к одномодовой и одночастотной генерации, разработка

серий источников с малым, строго определенным, различием по частоте для систем передачи со спектральным уплотнением по одному ОВ.

### 3.2. Физические основы излучения света в p-n переходе

В полупроводниках, которые используются для изготовления светоизлучающих p-n переходов, разрешенные уровни энергии электронов образуют зонную структуру, содержащую зону проводимости, валентную и запрещенную зоны.

Значения энергии, которыми может обладать электрон в одиночном атоме (молекуле), представляют собой набор отдельных уровней, разделенных интервалами энергий, которыми электроны обладать не могут. На каждом энергетическом уровне, согласно принципу Паули, может находиться не более двух электронов (с противоположными спинами). Остальные электроны, если они имеются в атоме, распределены по другим разрешенным уровням.

Поскольку вне разрешенных уровней электрон находиться не может, он изменяет свою энергию в атоме скачкообразно, перепрыгивая с одного уровня энергии на другой.

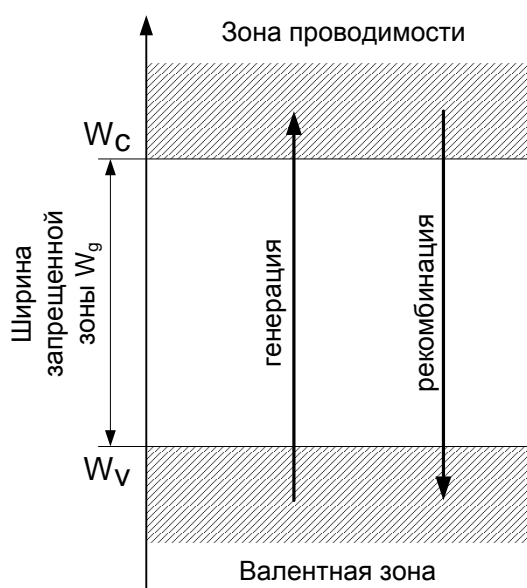


Рис. 3.2. Энергетические зоны

При образовании кристалла атомы сближаются, и в кристаллическую решетку попадает огромное число электронов, имеющих в изолированных атомах одни и те же уровни энергии. В такой ситуации на каждом энергетическом уровне должно было бы оказаться число электронов, равное удвоенному числу атомов (а плотность атомов в кристалле составляет примерно  $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ). Но это противоречит принципу Паули. На самом деле уровни энергий взаимодействующих атомов расщепляются, образуя целые

группы подуровней, так чтобы на каждом находилось не более двух электронов. Так возникают энергетические зоны (рис. 3.2). В атомной физике в качестве единицы энергии используют внесистемную единицу электрон-вольт (эВ), равную энергии, приобретаемой элементарным зарядом (электроном) под действием разности потенциалов 1 В ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ).

При ширине зоны около 1 эВ расстояние между соседними подуровнями примерно  $10^{-22}$  эВ, поэтому зону можно рассматривать как сплошную полосу и считать, что в ее пределах электрон может изменять свою энергию не скачками, а почти плавно.

Самая высокая зона разрешенных уровней внутри материала - зона проводимости. Она обычно мало заселена при низких температурах, при этом валентная зона заселена почти полностью. В невозбужденном состоянии ( $T = 0$  К) валентная зона заполнена, а зона проводимости пуста. Поскольку электропроводность создается свободными электронами в зоне проводимости, то при  $T = 0$  К полупроводник ведет себя как идеальный диэлектрик.

Зона проводимости отделена от валентной зоны энергетическим зазором  $W_g$  (ширина запрещенной зоны).

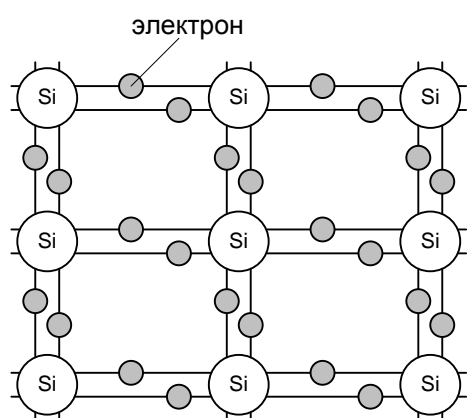


Рис. 3.3. Кристаллическая решетка кремния

и она полностью заполняется. Это состояние с минимальной энергией, следовательно, оно является стабильным. Любое разрушение связей, например, удаление одного электрона, которое приводит к появлению свободного носителя заряда (переход в зону проводимости) требует сообщения дополнительной энергии – энергии активации (для кремния 1.12 эВ).

Под действием внешней энергии в результате поглощения одного или нескольких фононов (тепловых квантов) или фотона (светового кванта) с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны, электрон из валентной зоны может занять одно из состояний в зоне проводимости и оставить в валентной зоне свободное место (называемое дыркой). Происходит генерация электрона и дырки.

На рис. 3.3 показан кристалл кремния. При его образовании атомы сближаются настолько, что их электронные оболочки перекрываются. На внешней (валентной) оболочке кремния имеется 4 электрона, которые могут использоваться для образования связей с четырьмя соседними атомами. За счет того, что каждый из соседних атомов отдает в образующиеся связи по электрону, во внешней оболочке каждого атома оказывается как бы по 8 электронов,

Одновременно с генерацией носителей идет процесс регенерации (рекомбинации), в результате которого электрон из зоны проводимости переходит в валентную зону. Электрон и дырка исчезают с выделением кванта энергии (фотона или фонона). Оба процесса идут одновременно и в стационарном режиме (режиме динамического равновесия) их скорости одинаковы.

Полупроводник, не содержащий примесей, или полупроводник, в котором можно пренебречь влиянием примесей при данной температуре, называется собственным полупроводником или полупроводником *i* - типа (от английского *intrinsic* [in'trɪnsɪk] - собственный, присущий). В собственном полупроводнике концентрации электронов *n* и дырок *p* одинаковы и зависят от температуры.

$$n = p = K \cdot \exp\left(-\frac{W_g}{2kT}\right) \quad K = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot (m_e \cdot m_h)^{3/4} \quad (3.1)$$

где  $m_e$  и  $m_h$  - эффективные массы электронов и дырок, которые могут быть меньше массы покоя электрона ( $9,11 \cdot 10^{-31}$  кг),  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/град - постоянная Больцмана,  $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка.

Электрические свойства собственных полупроводников могут быть изменены добавлением некоторого количества примесей, которые могут создавать избыток электронов (*n*-тип) или дырок (*p*-тип). Различают два вида примесей донорные и акцепторные.

Примером донорной примеси может служить примесь пятивалентных атомов мышьяка As в кристалле кремния (рис. 3.4а). Поэтому четыре его валентных электрона образуют ковалентные связи с атомами кремния, а пятый оказывается незадействованным. Энергия активации для такого электрона значительно меньше (0.049 эВ), то есть атомы-доноры значительно быстрее теряют донорные электроны. Такие полупроводники называют донорными или полупроводниками *n* - типа.

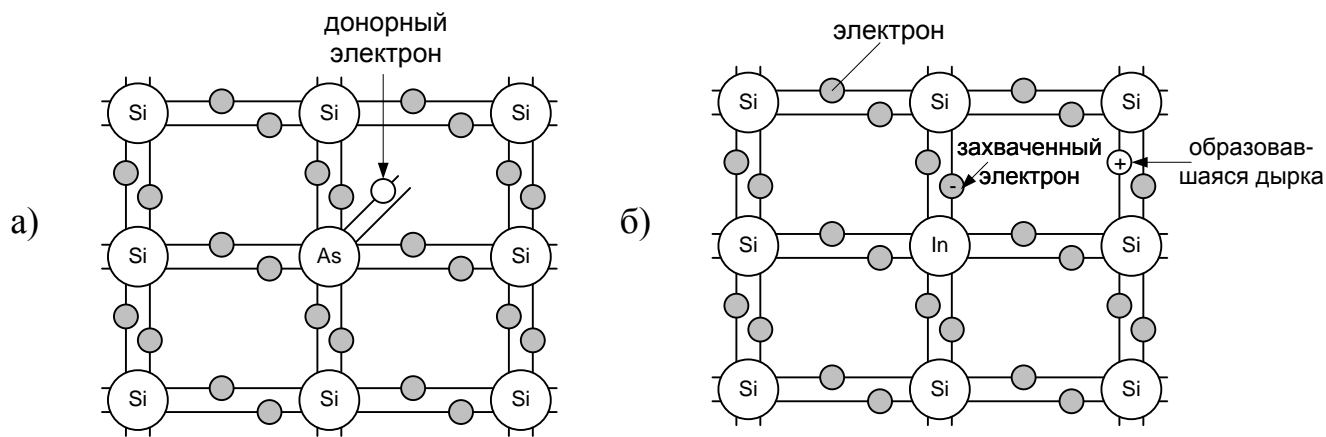


Рис. 3.4. Кремний с донорной (а) и акцепторной (б) примесями

Примером акцепторной примеси является примесь трехвалентного индия  $In$  в кристалле кремния (рис. 3.4б). Для образования связей с четырьмя соседними атомами ему не хватает одного валентного электрона. В этом случае атом примеси может легко захватить недостающий электрон у соседнего атома кремния. В результате у атома кремния возникает неполная связь, способная перемещаться по кристаллу (дырка). Такие полупроводники называют акцепторными или полупроводниками  $p$ -типа.

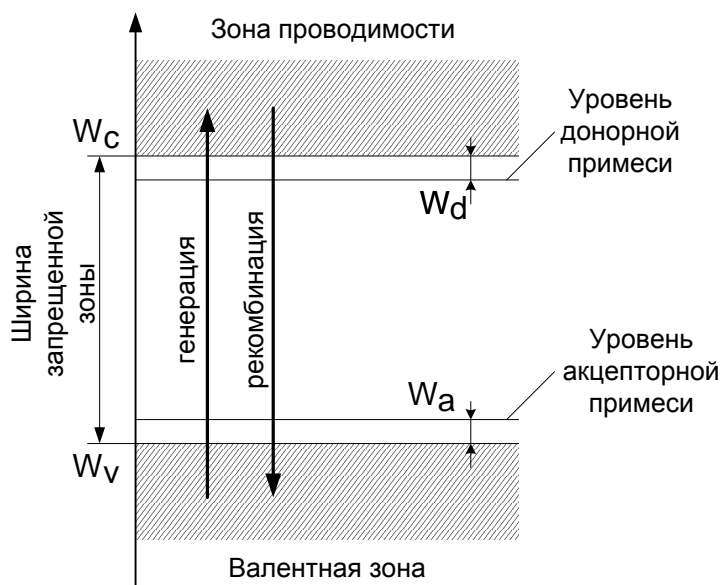


Рис. 3.5. Энергетическая диаграмма легированного материала

Энергетические диаграммы для легированных материалов приведены на рис. 3.5.

В легированном материале имеются основные носители (свободные электроны в материале  $n$ -типа и дырки в материале  $p$ -типа) и неосновные носители (дырки в материале  $n$ -типа и электроны в материале  $p$ -типа).

В легированных материалах обычно концентрация примесей настолько высока, что она, а не температура, является основным фактором, определяющим число свободных носителей и, следовательно, электрическую проводимость.

Произведение концентрации  $n$  носителей отрицательного заряда (электронов) на концентрацию  $p$  носителей положительного заряда (дырок) равно постоянной величине  $n_i^2$ , которая зависит только от вида вещества и температуры.

$$n \cdot p = n_i^2, \quad (3.2)$$

где  $n_i$  - концентрация носителей заряда в материале без примесей.

В целом полупроводник остается нейтральным. Можно показать, что если концентрация донорных примесей  $N_D$  намного больше концентрации акцепторных примесей  $N_A$  ( $N_D \gg N_A$ ), то выполняются соотношения

$$n \gg p: \quad n \approx N_D \quad p \approx n_i^2 / N_D \quad (3.3)$$

и, наоборот, если  $N_A \gg N_D$ , то

$$p \gg n: \quad p \approx N_A \quad n \approx n_i^2 / N_A.$$

Рассмотрим электрический переход, образованный полупроводником  $p$ -типа и полупроводником  $n$ -типа, имеющими одинаковую ширину запрещенной зоны. Такой переход называют гомогенным  $p$ - $n$  переходом (рис. 3.6).

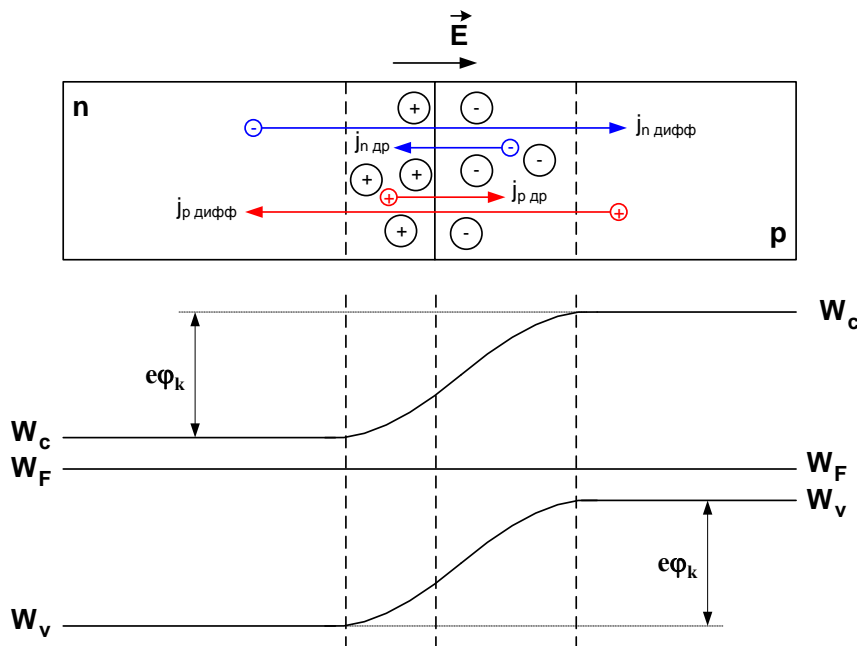


Рис. 3.6. Гомогенный  $p$ - $n$  переход в состоянии равновесия.

Поскольку в полупроводнике  $p$ -типа концентрация дырок существенно выше концентрации дырок в полупроводнике  $n$ -типа ( $p_p \gg p_n$ ), то при возникновении контакта этих полупроводников возникнет диффузионный поток дырок из  $p$ -области в  $n$ -область.

Аналогично, поскольку  $n_n \gg n_p$  возникнет диффузионный поток электронов из  $n$ -области в  $p$ -область (рис. 3.6). Диффундируя во встречных направлениях

через пограничный слой, дырки и электроны рекомбинируют. Поэтому область контакта оказывается сильно обедненной свободными носителями заряда и приобретает большое сопротивление. Кроме того, на границе оказывается двойной электрический слой, образованный отрицательными ионами акцепторной примеси и положительными ионами донорной примеси. Этот слой создает электрическое поле, препятствующее дальнейшему переходу основных носителей заряда. Под действием электрического поля возникают дрейфовые потоки неосновных носителей заряда. Средняя скорость дрейфа по направлению вектора напряженности электрического поля пропорциональна напряженности поля. Коэффициент пропорциональности называется подвижностью соответствующих носителей заряда.

Через некоторое время диффузионный и дрейфовый потоки уравниваются друг друга:

$$j_{n\text{дифф}} = j_{n\text{др}}, \quad j_{p\text{дифф}} = j_{p\text{др}}. \quad (3.4)$$

Это означает отсутствие переноса носителей через переход.

Энергетическая диаграмма  $p$ - $n$  перехода приведена на рис. 3.6. На ней видно, что в приграничной области происходит изгиб энергетических зон таким образом, что для перехода из одного полупроводника в другой носителям требуется дополнительная энергия. В  $p$ -полупроводнике зоны изгибаются вниз, создавая потенциальный барьер для дырок, в  $n$ -полупроводнике изгибаются вверх, создавая потенциальный барьер для электронов.

При приложении к  $p$ - $n$  переходу внешнего напряжения равновесие (3.4) нарушится и через переход потечет ток. Говорят, что к  $p$ - $n$  переходу приложено **прямое напряжение** или, что переход смещен в прямом направлении, если «+» источника подан на  $p$ -область, а «-» — на  $n$ -область. Напряжение обратной полярности называют **обратным** и говорят, что переход смещен в обратном направлении. За положительное принимают направление тока, протекающего под действием прямого напряжения.

Внешнее напряжение изменяет высоту потенциального барьера в переходе (рис. 3.7). При приложении прямого напряжения потенциальный барьер уменьшается на величину внешнего напряжения. Таким образом, большее число основных носителей может его преодолеть и через переход начинает течь большой ток. При обратном напряжении потенциальный барьер увеличивается на величину внешнего напряжения. Ток через переход мал.

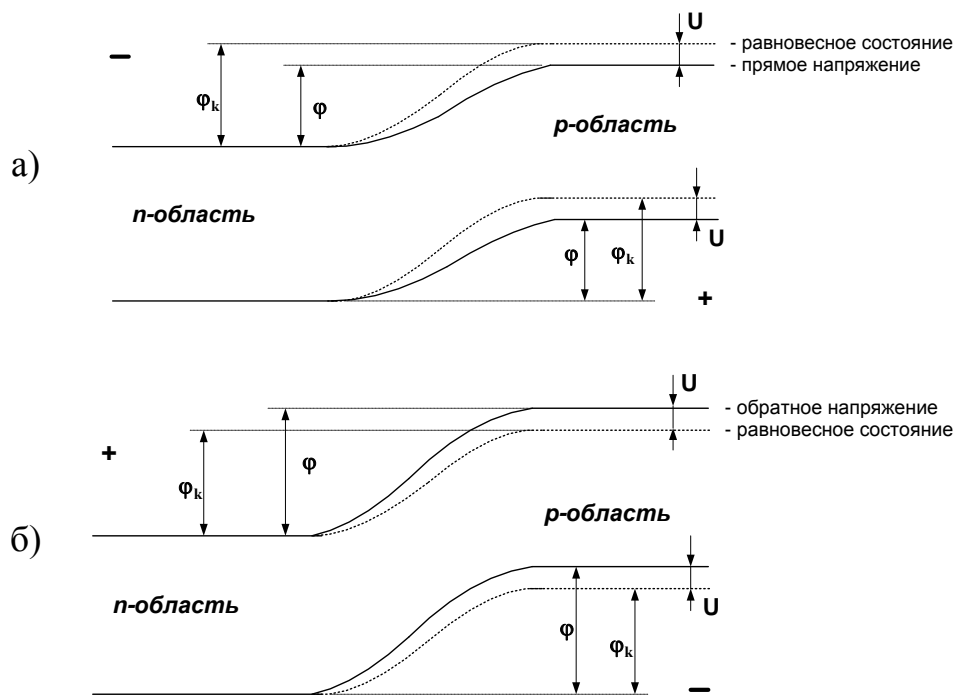


Рис. 3.7. Энергетические диаграммы гомогенного р-п перехода, смещенного в прямом (а) и обратном (б) направлении

**Излучение в р-п переходе возможно только при его прямом смещении, когда через переход протекает значительный ток.**

Концентрация носителей заряда в переходе возрастает с увеличением тока, что приводит

к возрастанию скорости рекомбинации носителей, при которой исчезает пара носителей электрон и дырка. Рекомбинация бывает излучательная, когда при исчезновении электрона и дырки возникает фотон, и безызлучательная, когда энергия носителей переходит в тепловую энергию решетки (возникает фонон – тепловой квант) или передается третьему носителю в виде кинетической энергии (ударная рекомбинация или рекомбинация Оже).

Одним из параметров источника излучения является **внутренняя квантовая эффективность**  $\eta_{внутр}$ , которую можно определить как отношение числа актов излучательной рекомбинации к общему числу актов рекомбинации. Хороший источник, конечно, должен иметь высокую внутреннюю квантовую эффективность. Однако этого недостаточно, необходимо также эффективно вывести излучение из перехода. Можно выделить несколько основных причин, по которым нельзя вывести из перехода все возникшие фотоны (рис. 3.8).

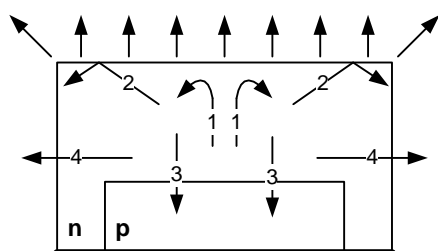




Рис. 3.8. Вывод излучения

1. Излучение, возникающее в результате излучательной рекомбинации, характеризуется отсутствием направленности – оно генерируется равномерно во все стороны. Часть его вообще не достигает излучающей поверхности источника, образуя обратное (лучи 3 на рис. 6.8) и торцевое (лучи 4) излучение. Таким образом, при одностороннем выводе света теряется, как минимум, половина.

2. К излучающей поверхности свет подходит под разными углами. Материал полупроводника имеет показатель преломления больше воздуха. Поэтому для части излучения (лучи 2) выполняется условие полного внутреннего отражения и оно остается внутри полупроводника. Кроме того, на границе раздела возникают и обычные потери на отражение.

3. Наконец, часть излучения поглощается материалом полупроводника, не успев достичь излучающей поверхности (лучи 1). Это явление называют самопоглощением.

Отношение числа фотонов, вышедших из полупроводника, к **общему числу актов рекомбинации**, называется **внешней квантовой эффективностью**  $\eta_{внеш}$  или квантовым выходом. Внешняя квантовая эффективность  $\eta_{внеш}$  всегда меньше внутренней  $\eta_{внутр}$ .

### 3.3. Светоизлучающие диоды

В связи используется два типа источников излучения – светоизлучающие диоды (СИД) и лазерные диоды (ЛД) или лазеры. СИД представляет собой диод, конструкция которого позволяет выводить излучение из *p-n* перехода.

#### 3.3.1. Параметры и характеристики СИД

**Оптические характеристики** В случае излучательного перехода излучается квант света с энергией  $W_\phi$  примерно равной ширине запрещенной зоны полупроводниковой структуры  $W_g$ . Длина волны излучения  $\lambda_0$  связана с энергией фотона  $W_\phi$  соотношением

$$\lambda_0 = \frac{hc}{W_\phi} = \frac{1.24}{W_\phi}. \quad (3.5)$$

В последнем выражении  $\lambda_0$  получается в мкм, если  $W_\phi$  выражена в электрон-вольтах.

Значения величин  $W_g$  для используемых на практике материалов ИИ и соответствующие им средние длины волн излучения приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1.

Материал	Ширина запрещенной зоны	Диапазон длин волн излучения
GaAs	1,42 эВ	0,87 мкм
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As	1,42 - 1,92 эВ	0,65 - 0,87 мкм
In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub>	0,74 - 1,35 эВ	0,92 - 1,67 мкм

Излучение СИД носит спонтанный характер (подробнее о спонтанном излучении в 3.4.1-3.4.2). Ширина спектра излучения *p-n* перехода приблизительно определяется соотношением

$$\Delta\lambda \approx \frac{3kT}{W_\phi} \lambda = \frac{3kT \cdot \lambda^2}{1.24} \quad (3.6)$$

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

для  $\lambda = 0,85$  мкм  $\Delta\lambda \approx 45$  нм;

для  $\lambda = 1,3$  мкм  $\Delta\lambda \approx 100$  нм;

для  $\lambda = 1,55$  мкм  $\Delta\lambda \approx 150$  нм.

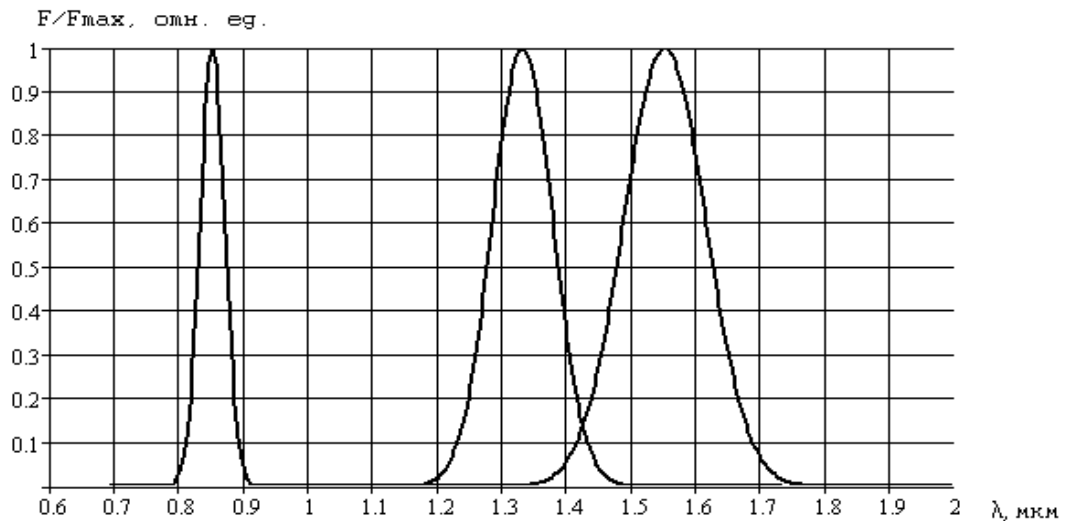


Рис. 3.9. Относительные спектральные характеристики излучения *p-n* переходов

Относительные спектральные характеристики излучения различных *p-n* переходов (рис. 3.9) могут быть приближенно описаны выражением

$$F / F_{\max} = \frac{(\Delta\lambda / \lambda_0)^2}{4 \cdot [(\lambda_0 / \lambda - 1)^2 + (\Delta\lambda / \lambda_0)^2 / 4]} \quad (3.7)$$

С ростом температуры уменьшается ширина запрещенной зоны полупроводника и увеличивается средняя длина волны излучения  $\lambda_0$  СИД. Смещение  $\lambda_0$  обычно составляет  $0.2 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ .

Характеристики СИД как элемента электрической цепи

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

$$I = I_0 \left( \exp\left(\frac{U}{\varphi_T \cdot m}\right) - 1 \right), \quad (3.8)$$

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

На рис. 3.10 приведены вольтамперные характеристики  $p$ - $n$  переходов для наиболее распространенных материалов.

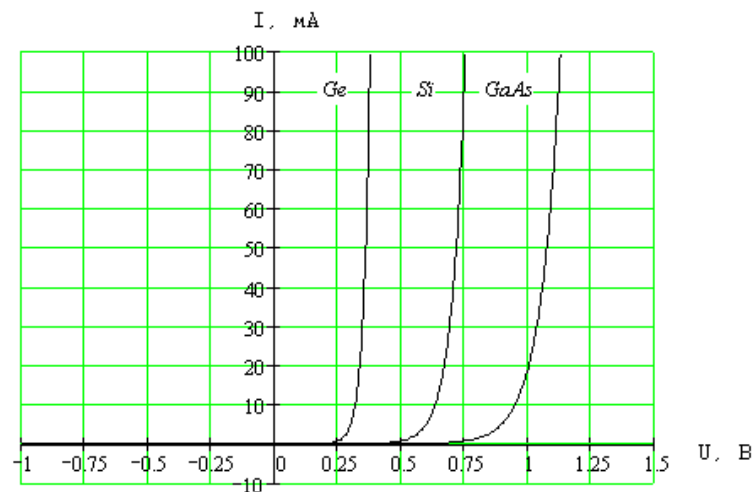


Рис. 3.10. ВАХ  $p$ - $n$  переходов

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

$$T_y = (kT_0^2 \ln 2) / W_g, \quad (3.9)$$

где  $T_0$  - средняя температура перехода, К;  $W_g$  - ширина запрещенной зоны, эВ. Для заданной температуры  $T$  тепловой ток определяется из выражения:

$$I_0(T) = I_0(T_0) \cdot 2^{\Delta T/T_0}, \quad (3.10)$$

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

**Ваттамперная, излучательная или модуляционная характеристика** ИИ - зависимость мощности излучения от его прямого тока. Типичная статическая излучательная характеристика СИД приведена на рис. 3.11 (экспериментальные данные).

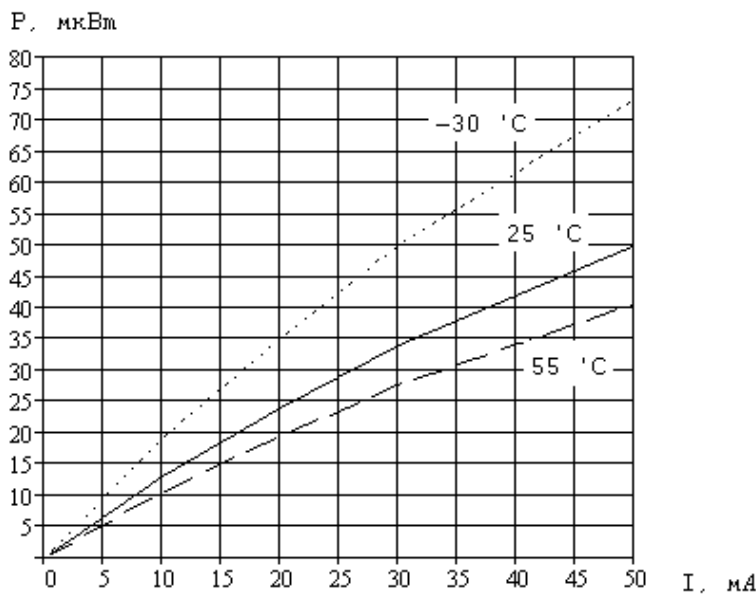


Рис.3.11. Излучательная характеристика СИД.

Излучательная характеристика СИД линейна в рабочей области. При малых и больших токах наблюдаются отклонения от линейности. Поток излучения с ростом температуры уменьшается. Мощность излучения уменьшается примерно на 1% при увеличении температуры на 1<sup>0</sup>С. Для стабилизации мощности излучения и длины волны излучения можно

использовать стабилизацию температуры с помощью микрохолодильников на основе эффекта Пельтье<sup>1</sup>.

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

СИД обычно используют внутреннюю модуляцию током накачки. Благодаря практически линейной модуляционной характеристике их можно использовать для аналоговых систем передачи, выбрав ток  $I_0$  в рабочей точке примерно в

середине линейного участка модуляционной характеристики (рис. 3.12).

Упрощенная эквивалентная схема излучающего  $p-n$  перехода показана на рис.3.13. В

схему входит  $r_b$  - сопротивление базы диода, которое определяется сопротивлением материала полупроводника, контактов и выводов,  $r_{диф}$  - дифференциальное сопротивление  $p-n$  перехода, которое может быть определено из выражения (3.8)

$$r_{диф} = \frac{dU}{dI} \approx \frac{\varphi_T}{I}. \quad (3.11)$$

С увеличением тока через СИД  $r_{диф}$  быстро уменьшается. При токе 10 мА  $r_{диф} = 2.6$  Ом.

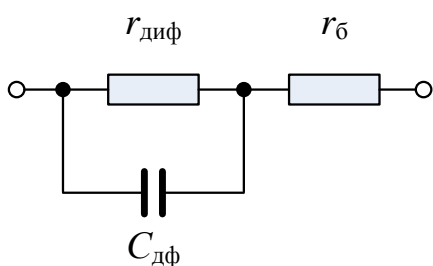


Рис. 3.13. Упрощенная эквивалентная схема излучающего  $p-n$  перехода.

В схему также входит  $C_{дф}$  - диффузионная емкость, для которой при  $U \gg \varphi_T$  справедливо

$$C_{дф} \approx \frac{k_x \cdot I \cdot \tau_{эфф}}{\varphi_T}, \quad (3.12)$$

где  $k_x = 0.5 - 1$  - коэффициент, зависящий от толщины базы  $W_B$  ( $k_x = 0.5$  для  $W_B \gg L_p$  и  $k_x = 1.0$  для  $W_B \ll L_p$ ), где  $L_p$  - длина

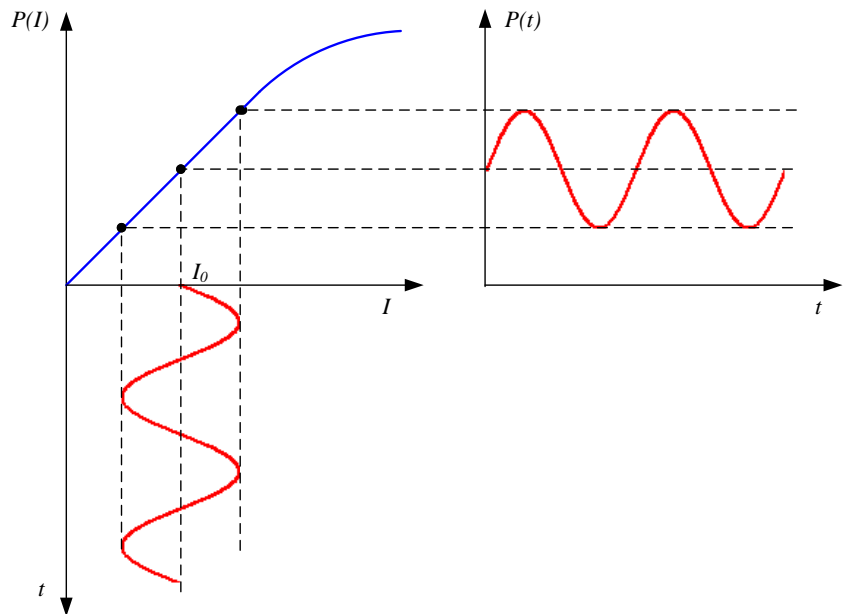


Рис. 3.12. Использование СИД для аналоговой системы передачи.

диффузии;  $\tau_{эфф}$  - эффективное время диффузии (время жизни, с) неосновных носителей в базе, которое можно определить по выражению:

$$\tau_{эфф} \approx \sqrt{\frac{e \cdot d}{j \cdot B}}, \quad (3.13)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $d$  - толщина активного слоя, см;  $j$  - плотность инжектируемого тока, А/см<sup>2</sup>;  $B$  - коэффициент излучательной рекомбинации, см<sup>3</sup>/с; значения которого для различных материалов приведены в табл. 3.2. Эффективное время диффузии уменьшается с увеличением тока накачки

Таблица 3.2

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

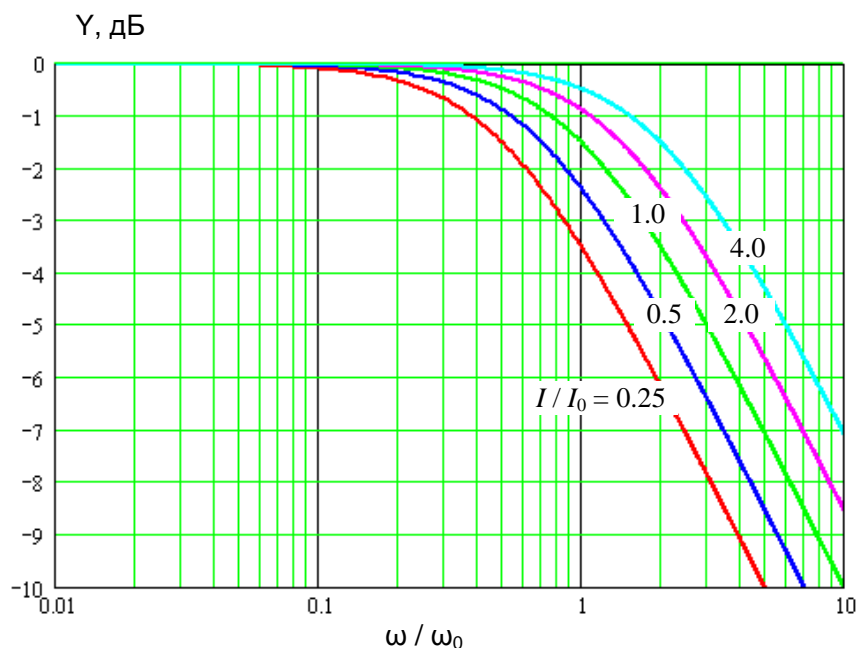


Рис. 3.14. Семейство амплитудно-частотных характеристик СИД при малых входных сигналах

Для определения АЧХ при малых сигналах найдем из (3.11-3.13) постоянную времени источника излучения  $\tau_{ин}$ , полагая, что выходная

мощность излучения пропорциональна току, протекающему через  $r_{\text{диф}}$  в эквивалентной схеме рис. 3.13:

$$\tau_{\text{ин}} = r_{\text{диф}} \cdot C_{\text{дф}} = k_x \cdot \tau_{\text{эфф}} = k_x \cdot \sqrt{\frac{e \cdot d \cdot S}{I_0 \cdot B}}, \quad (3.14)$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения базы,  $\text{см}^2$ ,  $I_0$  – среднее значение тока через р-п переход.

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

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{\text{ин}}^2}}. \quad (3.15)$$

На рис.3.14 показано семейство АЧХ СИД  $Y = 10 \cdot \lg \frac{F(\omega)}{F(\omega_0)}$  при малых сигналах для различных значений среднего тока через р-п переход. Видно, что с увеличением среднего тока через СИД его полоса пропускания возрастает.

### 3.3.2. Конструкции СИД

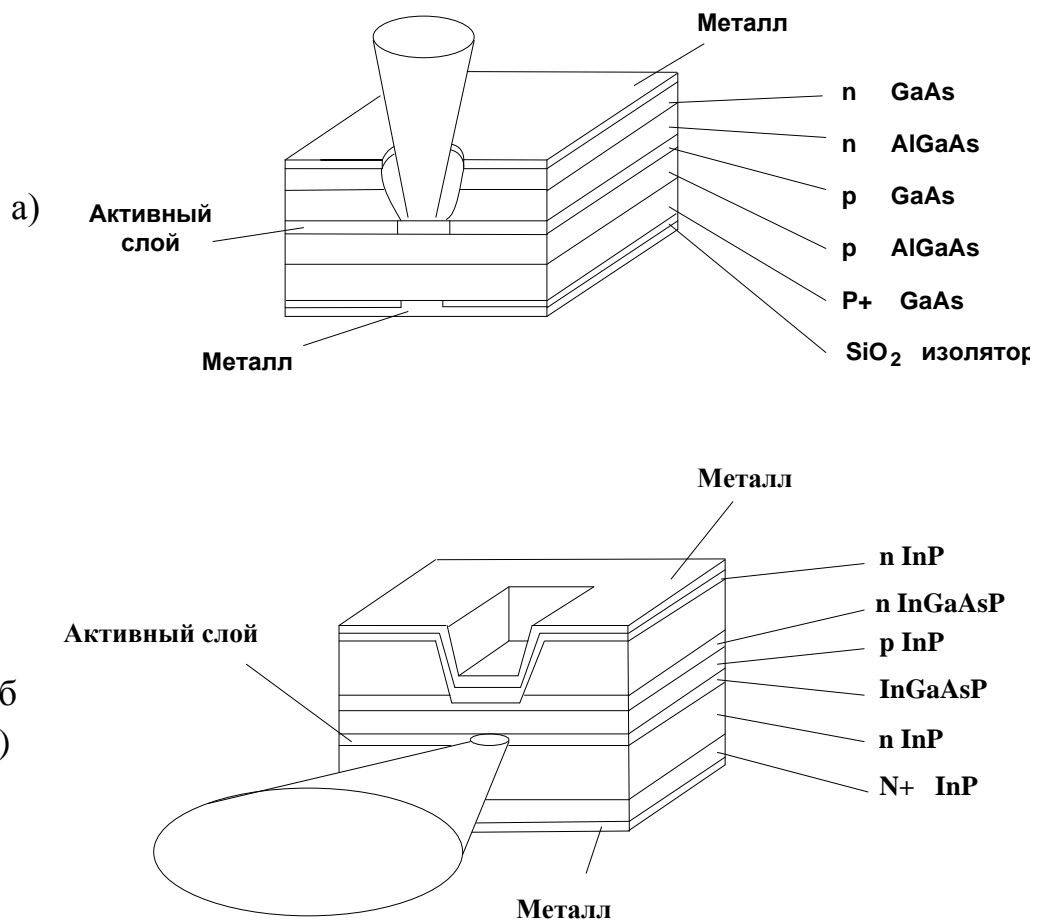


Рис. 3.15. Конструкции светодиодов:

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

По конструкции различают СИД с поверхностным излучением и торцевым излучением. Конструкция поверхностного излучателя Барраса показана на рис. 3.15а. Путем создания углубления в кристалле оптическое волокно, в которое вводится излучение, может быть вплотную приближено к активной области СИД. Это повышает эффективность ввода излучения в ОВ. Для дальнейшего увеличения эффективности необходимо уменьшать площадь активной излучающей области, уменьшать расходимость выходящих лучей с помощью фокусирующих элементов, наносить антиотражающие покрытия. Следует знать, что фокусирующие элементы (линзы, фоконы, граданы) могут улучшить эффективность ввода излучения в ОВ за счет уменьшения расходимости лучей от СИД только в том случае, когда диаметр сердцевины волокна больше чем излучающая поверхность СИД.



Уровень мощности света, вводимого в ОВ, обычно не превышает 20 мкВт для градиентного волокна и 2 мкВт для одномодового волокна.

Лучшей эффективностью ввода излучения в волокно характеризуется СИД с торцевым излучением, обеспечивающим ввод до 50 мкВт в градиентное ОВ и до 20 мкВт в одномодовое ОВ. Конструкция торцевого СИД приведена на рис. 3.15б.

### 3.3.3. Недостатки СИД

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

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

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

## 3.4. Лазерные диоды

### 3.4.1. Когерентность

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

$$L_k = c \cdot \tau_k. \quad (3.16)$$

Излучение СИД является спонтанным. Атомы независимо друг от друга излучают фотоны при переходе электронов с верхних энергетических уровней (из зоны проводимости) на нижние уровни (в валентную зону). Источник излучения состоит из множества атомов. Если каждый атом излучает независимо от остальных, то частота, фаза, направление и

состояние поляризации различно для всех излучающих атомов, и имеет место некогерентное излучение. Поэтому все СИД является некогерентными источниками излучения.

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

### 3.4.2. Вынужденная люминесценция

Излучение в полупроводнике может генерироваться в результате рекомбинации свободных носителей заряда – электронов и дырок. Рекомбинация бывает не только излучательная. Энергия, выделяемая в полупроводнике при рекомбинации неосновных носителей с основными, может преобразовываться как в квант света (рекомбинация, связанная с фотонами), так и в тепловую энергию решетки (рекомбинация, связанная с фононами) или кинетическую энергию других свободных носителей (рекомбинация Оже).

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

Однако в случае спонтанного излучения (рис. 3.16) переход электрона в валентную зону с излучением фотона происходит самопроизвольно. Электрон не может находиться в возбужденном состоянии бесконечно долго, это состояние является нестабильным и через короткий промежуток времени без какого-либо внешнего воздействия он переходит в основное состояние, то есть его среднее время жизни на уровнях зоны проводимости ограничено (для полупроводников это  $10^{-9}$ - $10^{-3}$  с)). Поэтому заранее не известны ни направление распространения этого фотона, ни момент его испускания (то есть фаза), а также его точная частота и состояние поляризации.

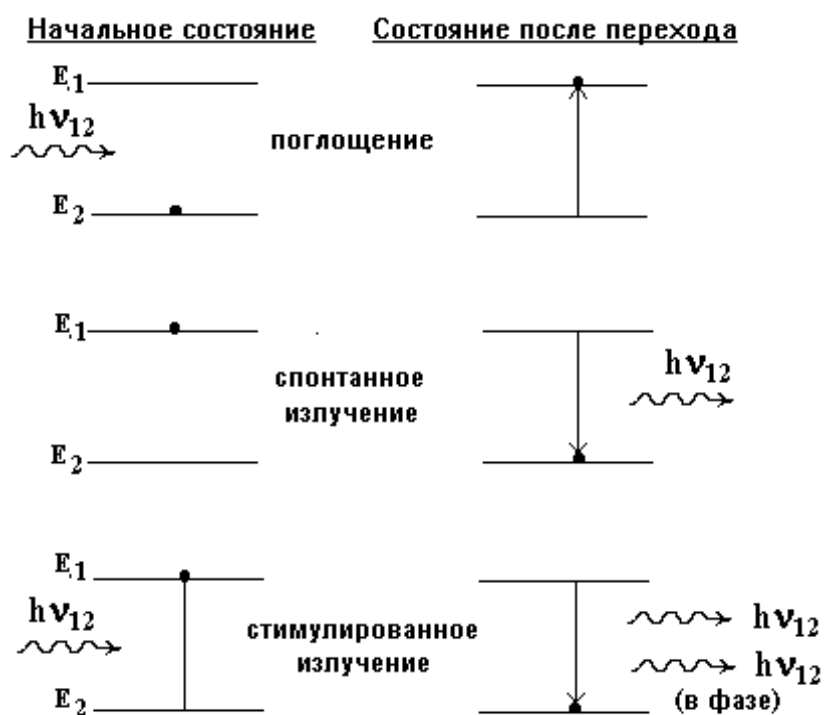


Рис. 3.16. Спонтанная и вынужденная люминисценция

от первого. Вынужденное излучение в точности копирует то излучение, которым индуцируется. Имеет место эффект усиления падающего излучения.

На явлении вынужденной люминисценции основана работа лазеров. Само слово лазер изначально являлось не самостоятельным словом, а английской аббревиатурой: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation - усилитель света стимулированным излучением.

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

### 3.4.3. Условие, при котором возникает усиление света

Можно показать, что для того, чтобы в кристалле полупроводника возникло усиление света, нужно создать так называемую *инверсию населенностей*, то есть число возбужденных атомов должно превышать число невозбужденных. Добиться этого можно разными способами. В полупроводниковых лазерах для создания инверсии населенностей используют накачку электрическим током через *p-n* переход. Для той же цели может использоваться накачка с помощью газового разряда (газовые лазеры) или источника света с другой длиной волны (волоконные и твердотельные лазеры).

Для того чтобы возникло вынужденное излучение необходимо, чтобы на ранее возбужденный электрон воздействовал фотон с частотой  $\nu_{12}$ . В этом случае частота, фаза, поляризация и направление испускаемого фотона те же, что и у падающего. Таким образом, испускается второй фотон, неотличимый

Оптическая накачка основана на явлении вынужденного поглощения света. При воздействии на электрон валентной зоны фотона определенной частоты электрон поглощает его энергию и переходит в зону проводимости.

При накачке электрическим током к  $p$ -  $n$ -переходу торцевого СИД или ЛД прикладывается прямое напряжение. При этом происходит инжекция неосновных носителей - электроны и дырки инжектируются соответственно в области  $p$ - и  $n$ -типа. Инверсия заселенности энергетических уровней и преобладание индуцированного излучения над спонтанным возникает после достижения током накачки некоторого порогового значения. Типовые значения порогового тока составляют от единиц до сотен миллиампер, а мощности лазерного излучения от долей и единиц мВт до несколько сотен милливольт.

#### 3.4.4. Условие, при котором возникает генерация света

Для того, чтобы от режима усиления перейти к режиму генерации света, в лазере, как и в любом генераторе, используют положительную обратную связь. Обратная связь в лазере создается с помощью оптического резонатора, который в простейшем случае представляет собой пару параллельных зеркал. Возникновение генерации в простейшем резонаторе, состоящем из двух зеркал, поясняется рис. 3.17.

Для возникновения генерации, во-первых, необходимо, чтобы усиление света за счет вынужденного излучения в инвертированной среде превышало величину потерь. В простейшем случае, полагая, что резонатор лазера полностью заполнен активной средой, а потери связаны только с неполным отражением света зеркалами, то **первое условие генерации** можно записать в виде:

$$R_1 R_2 \exp(G \cdot L) \geq 1, \quad (3.17)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – коэффициенты отражения от зеркал резонатора (по амплитуде световой волны),  $G$  – коэффициент усиления света в инвертированной среде,  $L$  – длина резонатора. Это так называемое амплитудное условие самовозбуждения лазера.

**Второе условие** возникновения **генерации** называется фазовым и состоит в том, что на длине резонатора должно укладываться целое число полувольт генерируемого излучения:

$$L = n \frac{\lambda}{2}, \quad (3.18)$$

где  $n$  – целое число. При выполнении этого условия фазовый набег световой волны при двойном проходе резонатора кратен величине  $2\pi$ , что обеспечивает оптимальные условия для усиления света.

Фазовое условие в частности означает, что условие резонанса в любом резонаторе выполняется не для одного, а для многих типов колебаний, отличающихся друг от друга длиной волны и распределением электромагнитного поля в резонаторе. Так для резонатора, образованного двумя зеркалами, это условие выполняется для всех колебаний, у которых на расстоянии между зеркалами укладывается целое число полуволн. Такие типы колебаний называют модами. Спектр излучения лазера состоит из набора мод. Для достижения одномодового режима используют оптические фильтры мод.

### 3.4.5. Принцип действия лазера

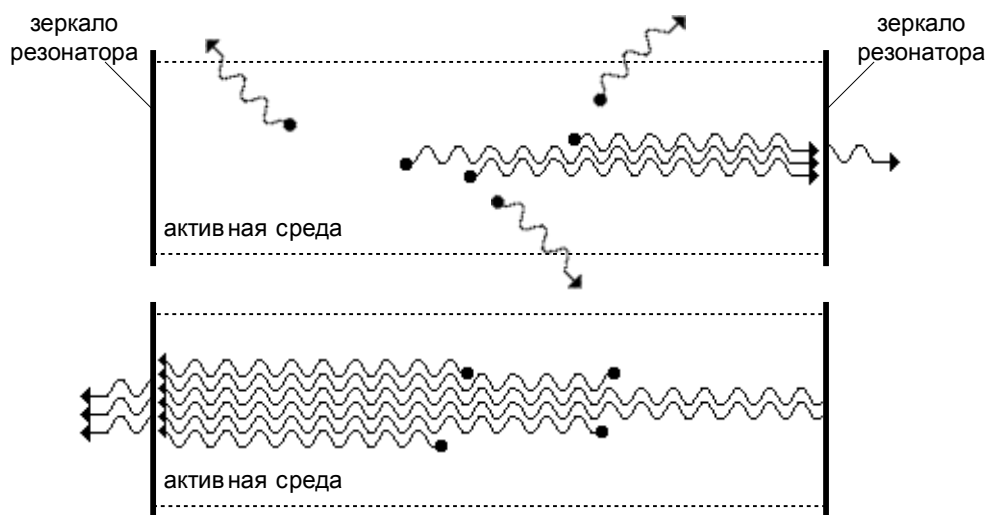


Рис. 3.17. Возникновение генерации в оптическом резонаторе.

Лазер работает следующим образом (рис. 3.17). Сначала источник накачки, воздействуя на полупроводниковый кристалл (или другое рабочее вещество – активную среду) создает в нем инверсию населенностей. Затем инвертированная среда начинает спонтанно излучать кванты света. Под действием спонтанного излучения начинается процесс вынужденного излучения света.

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

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

### 3.4.6. Ватт-амперная характеристика лазера

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

ЛД имеет нелинейную ватт-амперную характеристику, которую можно в первом приближении разбить на два участка (рис. 3.18)

$$\begin{aligned}
 P &= k_1 \cdot I_n; \text{ при } I_n < I_{\text{пор}} \\
 P &= k_2 \cdot (I_n - I_{\text{пор}}) + k_1 \cdot I_{\text{пор}}; \text{ при } I_n \geq I_{\text{пор}}.
 \end{aligned}
 \tag{3.19}$$

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

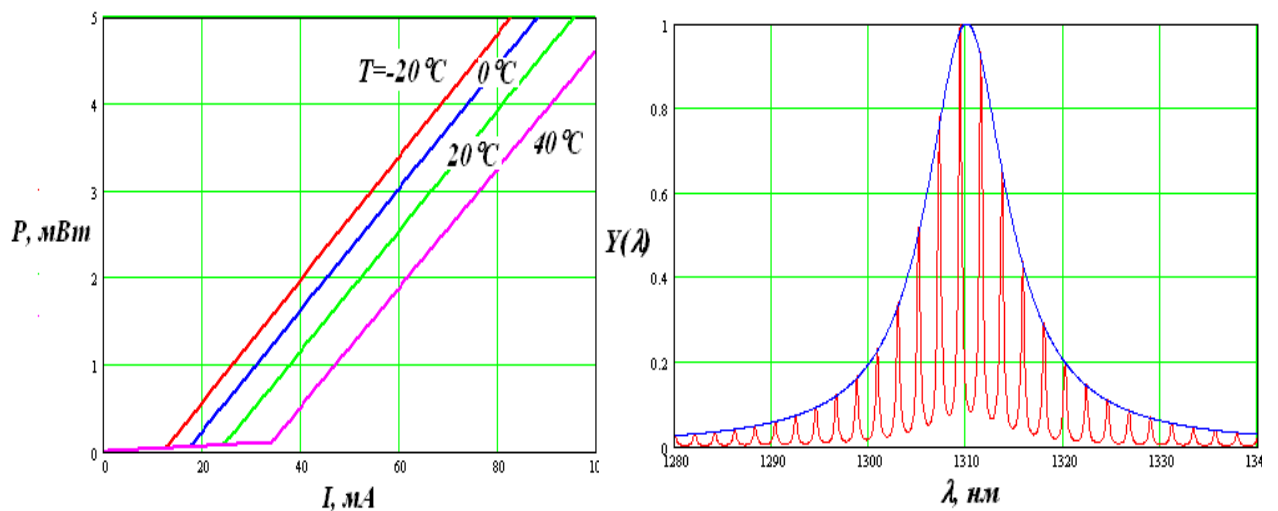


Рис. 3.18. Ватт-амперная характеристика ЛД (слева) и спектр его излучения при токе ниже порогового (синяя кривая) и в режиме генерации (красная кривая) (справа)

При приложении напряжения от внешнего источника лазерный диод не сразу переходит в режим генерации излучения. При малом токе имеет место спонтанное излучение (рис. 3.20б) с шириной спектра излучения в несколько сот микрометров. ЛД работает как СИД. При достижении током накачки некоторого порогового значения ЛД переходит в режим генерации, при этом испускаемое излучение существенно сужается одновременно по ширине спектра и по пространственной расходимости.

Пороговый ток в значительной степени зависит от температуры:

$$I_{\text{пор}} = I_{\text{пор}0} \cdot \exp(\Delta T / T_0) \quad (3.20)$$

где  $T_0$  - характеристическая температура, которая составляет 120-150 К для ЛД AlGaAs ( $\lambda=0.85$  мкм) и 50-70 К для ЛД InGaAsP/InP ( $\lambda=1.3-1.55$  мкм),  $I_{\text{пор}0}$  - пороговый ток при температуре  $T_0$ . Обычно пороговый ток для ЛД с мощностью до нескольких мВт составляет 45-80 мА

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

### 3.4.7. Модовый состав излучения лазера

Рассмотрим более подробно ЛД с резонатором Фабри-Перо (FP). Резонатор Фабри-Перо образуется двумя плоскопараллельными зеркалами или отражателями любого другого типа. В полупроводниковом лазере FP роль отражателей играют торцы активного элемента – полупроводникового кристалла.

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

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

$$\lambda_i = \frac{2 \cdot L \cdot n_g}{i}, \quad \nu_i = \frac{i \cdot c}{2 \cdot L \cdot n_g} \quad (3.21)$$

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

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

$$\Delta \nu = \frac{c}{2 \cdot L \cdot n_g} [i - (i+1)] = -\frac{c}{2 \cdot L \cdot n_g}. \quad (3.22)$$

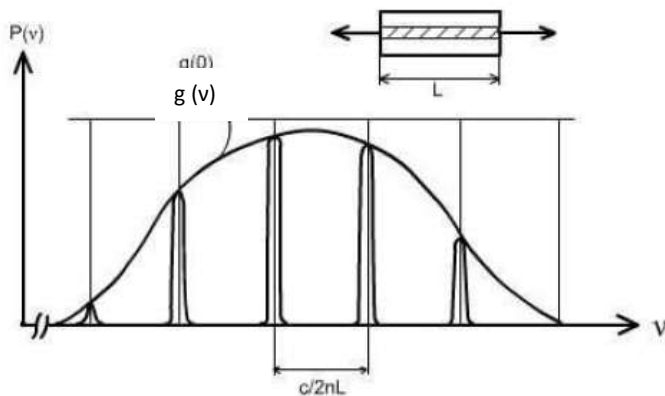


Рис. 3.19. Спектр излучения FP лазера

На рис. 3.19 показан спектр излучения FP лазера.  $g(\nu)$  – зависимость коэффициента усиления активной среды от частоты.

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

$$\begin{aligned} \Delta \lambda &= \lambda_i - \lambda_{i+1} = \frac{c}{\nu_i} - \frac{c}{\nu_{i+1}} = \frac{c(\nu_{i+1} - \nu_i)}{\nu_{i+1} \cdot \nu_i} \approx -\frac{c \cdot \Delta \nu}{\nu_i^2} = -\frac{c \cdot \Delta \nu \cdot \lambda_i^2}{c^2} = -\frac{\Delta \nu \cdot \lambda_i^2}{c} = \\ &= \frac{c \cdot \lambda_i^2}{2 \cdot L \cdot n_g \cdot c} = \frac{\lambda_i^2}{2 \cdot L \cdot n_g} \end{aligned} \quad (3.23)$$

При  $\lambda=1.55$  мкм,  $n_g = 4$  (GaAs),  $L=200$  мкм и  $\Delta \lambda = 1.5$  нм.

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

При возрастании температуры длина волны  $\lambda_0$ , соответствующая максимуму огибающей спектра лазера, сдвигается в сторону больших значений. Ширина огибающей спектров излучения лазеров и температурные изменения длины волны приведены в таблице 3.3.



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

Таблица 3.3

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

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

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

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

### 3.4.8. Пространственные характеристики излучения лазера

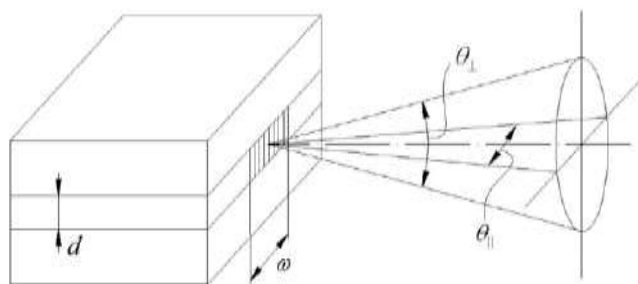


Рис. 3.20. Угловая расходимость излучения лазера

На пространственное распределение поля излучения, в основном, оказывает влияние наличие боковых поперечных мод. Можно пользоваться двумя способами описания пространственного распределения. Распределение в ближней зоне соответствует изменениям плотности мощности по выходному торцу лазера. Распределение в дальней зоне относится к характеристикам направленности генерируемого излучения. Угловая расходимость излучения зависит от толщины активного слоя и скачка показателя преломления в гетероструктуре. Обычно диапазон углов, в котором интенсивность превышает половину максимальной, составляет примерно  $40^\circ$  в плоскости, перпендикулярной плоскости перехода, и  $5^\circ \dots 10^\circ$  в плоскости, параллельной переходу (рис. 3.20).

### 3.4.9. Модуляция излучения лазера

Поскольку ЛД являются источником когерентного излучения, то возможны различные виды модуляции излучения ЛД: амплитудная, частотная, фазовая и по интенсивности. До скоростей передачи 2.5 Гбит/с используется внутренняя модуляция по интенсивности.

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

- задержке переднего фронта оптического импульса на время  $t_d$ , ведущей к укорочению импульса излучения по сравнению с модулирующим электрическим импульсом,
- нестабильности импульса во времени,
- релаксационных колебаниях («звон»).

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

$$t_d = \tau_p \cdot \ln\left(\frac{I_p}{I_p - I_{\text{пор}}}\right), \quad (3.24)$$

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

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

$$t_d = \tau_p \cdot \ln\left(\frac{I_p}{I_p - I_{\text{пор}} + I_0}\right). \quad (3.25)$$

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

### 3.4.10. Структурная схема передающего блока

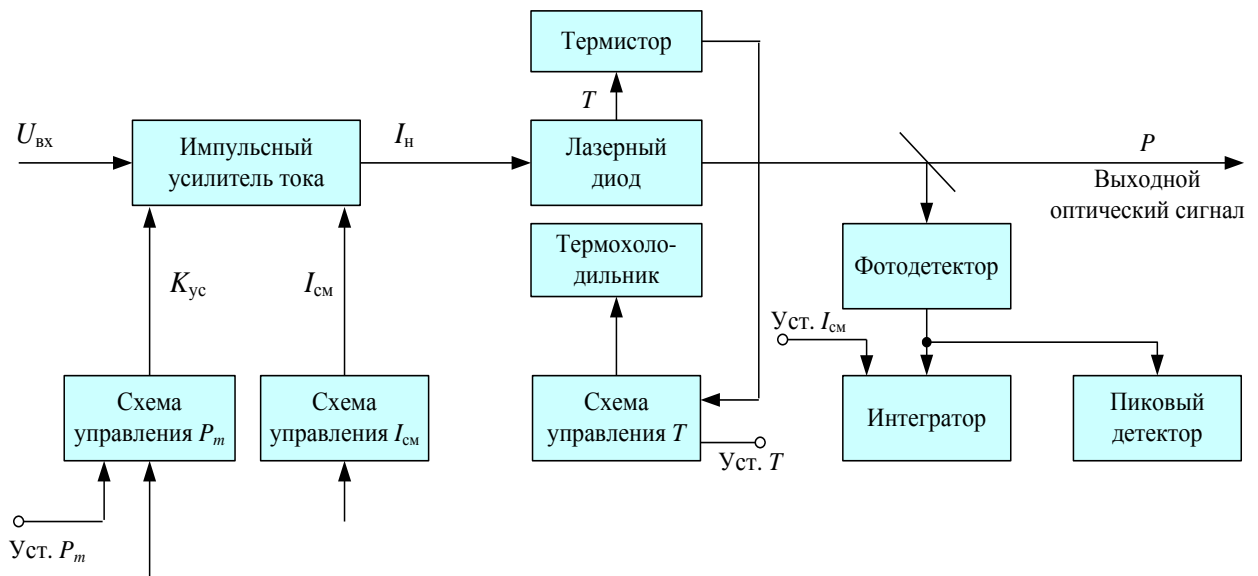


Рис. 3.21. Блок-схема управления режимом работы лазера.

Характеристики ЛД в большей степени, чем у СИД подвержены влиянию температуры и могут медленно меняться с течением времени вследствие процессов старения. Так при изменении температуры величина

порогового тока GaAlAs/GaAs-ЛД меняется со скоростью  $+1 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ , а для InGaAsP/GaP-ЛД - со скоростью  $+(2 \div 3)\%/^\circ\text{C}$ . Старение лазеров приводит к возрастанию порогового тока. Для лазеров с длиной волны излучения 850 нм скорость изменения порогового тока составляет 1 мА на 1000 часов (около 42 дней) при среднем времени наработки  $10^5$  часов.

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

В то же время ЛД на основе структур InGaAsP/GaP имеют более высокий температурный коэффициент изменения порогового тока. При изменении температуры на  $30 \div 40^\circ\text{C}$  величина порогового тока может удвоиться, что будет приводить к более быстрой деградации лазера. Поэтому в излучателях на основе этих лазеров применяются полупроводниковые термоохладильники на основе эффекта Пельтье.

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

Общая схема управления излучением лазером приведена на рис. 3.21.

Можно выделить три петли управления:

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

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

В схеме управления, приведенной на рис. 3.21, контролируются средний (с помощью интегратора) и максимальный уровни мощности света, а также температура излучателя. Три петли обратной связи управляют током смещения, коэффициентом передачи усилителя накачки и температурой излучателя.

### 3.4.11. Конструкции лазерных диодов

Конструкция простейшего ЛД, который называют ЛД с резонатором **Фабри-Перо** (FP), аналогична конструкции торцевого СИД (рис. 3.22). Основным достоинством такого лазера является простота конструкции. Френелевские отражатели резонатора получают простым скалыванием образца искусственного кристалла вдоль атомных плоскостей, перпендикулярных оси резонатора). Обычно такие ЛД являются многомодовыми ИИ, т.е. в них наряду с главным пиком, в котором сосредоточена основная мощность излучения, существуют побочные максимумы. Для одномодовой работы используют ЛД с распределенной обратной связью (DFB), ЛД с распределенным брэгговским отражением (DBR), а также ЛД с внешним резонатором.

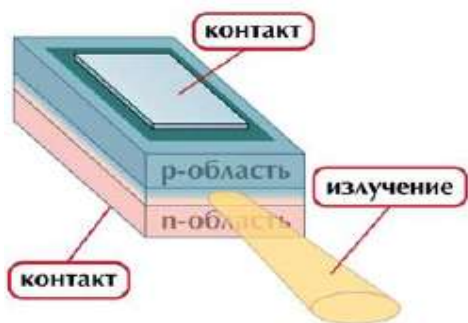


Рис. 3.22. Лазер с резонатором Фабри-Перро

В ЛД с **распределенной обратной связью** (РОС или DFB лазер) (рис. 3.23) в активной среде создается брэгговская решетка

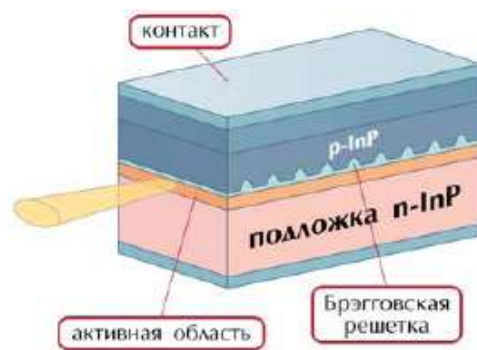


Рис. 3.23. Лазер с распределенной обратной связью (DFB)

показателя преломления - периодическая отражающая структура, которая либо наносится на поверхность волновода, либо вытравливается в нем. Период решетки  $d$  подбирается так, чтобы условие Брэгга:  $2n_1d = \lambda$  (фазовое условие генерации). Условие отражения от периодической структуры выполняются для лучей обоих направлений. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях, распределенную по всей длине лазера. Поскольку обратная связь, создаваемая периодической решеткой, является селективной, то в РОС-лазерах обеспечивается режим одномодовой генерации. Еще одно преимущество РОС-лазеров – возможность размещать такие лазеры непосредственно на поверхности полупроводниковой подложки и подключать их к волноводам на поверхности этой подложки, создавая интегральные оптические устройства.

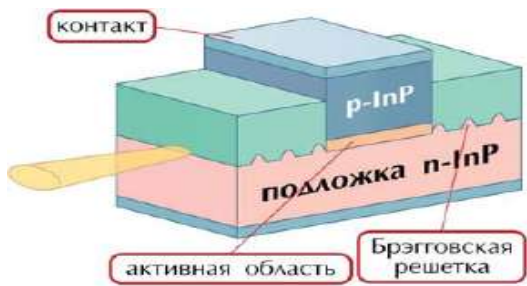


Рис. 3.24. Лазер с распределенными брэгговскими отражателями (DBR)

области пространственно разделены, такие лазеры предоставляют больше возможностей для управления спектром излучения.

Спектр отражения брэгговского отражателя определяется числом интерферирующих отраженных пучков, которое равно числу штрихов решетки. С увеличением числа интерферирующих пучков ширина спектра отражения уменьшается. Поэтому увеличением числа штрихов можно добиться того, что условия генерации будут выполняться только для одной моды. Это обеспечивает поддержание режима одночастотной одномодовой генерации в РБО-лазерах.

Преимуществами DFB и DBR лазеров по сравнению с FP лазером являются: уменьшение ширины спектра излучения, уменьшение зависимости длины волны лазера от тока инжекции и температуры, высокая стабильность одномодового режима и практически 100-процентная глубина модуляции. Температурный коэффициент  $\Delta\lambda/\Delta T$  для FP лазера порядка 0,5-1 нм/°С, в то время как для DFB лазера порядка 0.07-0.09 нм/°С. Основным недостатком DFB и DBR лазеров является сложная технология изготовления и, как следствие, более высокая цена.

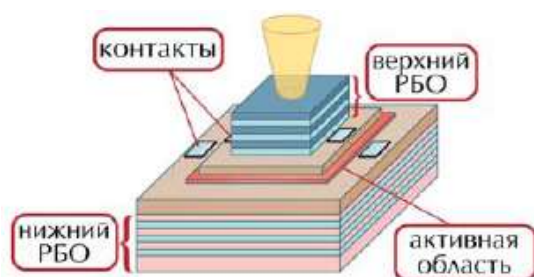


Рис. 3.25. Лазер с вертикальным резонатором

ЛД с распределенными брэгговскими отражателями (РБО или DBR лазеры) (рис. 3.24) также используют в качестве резонансных отражателей периодическую пространственную структуру, но в отличие от DFB-лазера в DBR-лазерах эта структура вынесена за пределы активной среды. Поскольку селективно отражающая и активная (усиливающая)

Представляют большой интерес лазеры с вертикальным резонатором VCSEL (рис. 3.25), в которых излучение направлено перпендикулярно *p-n* слою. В них сверху и снизу от активной области располагаются прозрачные слои полупроводников с периодически изменяющейся величиной показателя преломления, выполняющие функции интерференционного фильтра для выделения определенной длины волны.

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

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

Представляет интерес еще один класс лазеров - **перестраиваемые**. В связи с широким внедрением на оптических сетях технологии DWDM появились универсальные оптические передатчики с перестраиваемыми лазерами, способные работать на любой длине волны из частотного плана ITU-T. Внедрение таких устройств экономически очень выгодно, так как один универсальный перестраиваемый оптический передатчик заменяет в ряде случаев линейку из нескольких десятков передатчиков с фиксированной длиной волны

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

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

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

Лазер на основе резонатора Фабри-Перо можно сделать перестраиваемым, если изменить его конструкцию следующим образом (рис. 3.26а). Одно из зеркал (внешнее) резонатора располагается вне активного элемента, а на соответствующий торец активного элемента наносят просветляющее (антиотражающее) покрытие для устранения обратного отражения и уменьшения внутрирезонаторных потерь. Антиотражающее покрытие позволяет уменьшить коэффициент отражения примерно на 4 порядка. Между внешним зеркалом и активным элементом расположен перестраиваемый селектор. Поскольку выходящее из просветленного торца полупроводникового лазера излучение обладает очень большой расходимостью, необходимо использование согласующей линзы (микролинзы). Второе зеркало располагается на втором торце полупроводникового кристалла – активного элемента. Увеличивая или уменьшая расстояние до зеркала можно плавно изменять длину волны излучения.

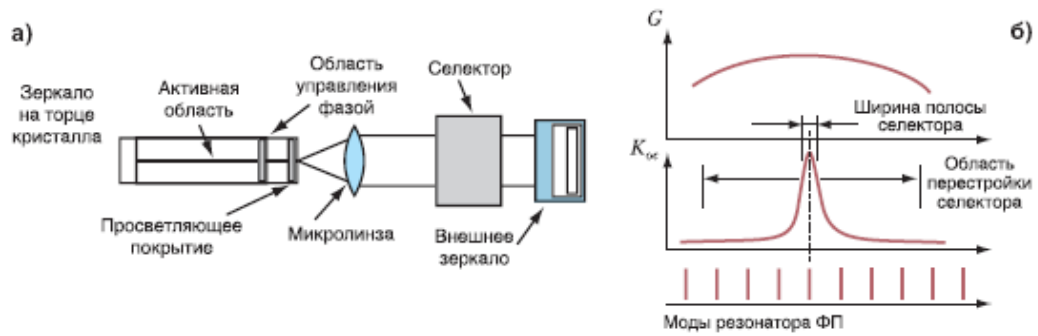


Рис. 3.26. Перестройка частоты лазера с внешним резонатором: а) обобщенная схема перестраиваемого лазера с внешним резонатором; б) спектральные зависимости коэффициента усиления, коэффициента пропускания селектора и мод резонатора Фабри – Перо

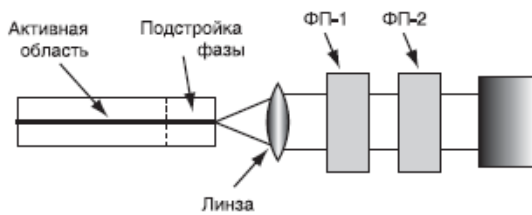


Рис. 3.27. Схема перестраиваемого лазера с двумя интерферометрами Фабри-Перо

Лучших результатов позволяет достичь селектор, образованный двумя интерферометрами Фабри – Перо с немного отличающимися оптическими длинами. Оптическая схема лазера с таким селектором приведена на рис. 3.27. Спектры пропускания двух интерферометров Фабри-Перо приведены на рис. 3.28. Перестраивая только второй интерферометр, можно настраивать составной селектор на различные резонансы первого интерферометра. Аналогично если перестраивать только первый интерферометр, то можно настраивать составной селектор на резонансы



второго интерферометра. Подстраивая одновременно оба селектора, можно настроить составной селектор на любую длину волны.

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

Существенный недостаток лазеров с внешним резонатором – его дискретная конструкция, необходимость сборки лазера из составных элементов и необходимость согласования полупроводникового волноводного усилителя с объемными элементами.

Полупроводниковые **DFB-лазеры с распределенной обратной связью** в отличие от лазеров с интерферометром Фабри – Перо работают в одночастотном режиме генерации (т.е. генерация осуществляется на одной поперечной и одной продольной моде). Их удобно использовать в качестве перестраиваемого источника излучения, так как они обладают заметной температурной зависимостью частоты (длины волны) генерации. Коэффициент температурной зависимости длины волны излучения типичного DFB-лазера составляет  $0.1 \text{ нм}/^\circ\text{C}$ .

Фактически перестраиваемые DFB-лазеры отличаются от DFB-лазеров с фиксированной частотой только одним – они содержат блок управления температурой лазера. Простота реализации таких лазеров – это главное и очень существенное преимущество перестраиваемых DFB-лазеров. Они уже производятся серийно и выпускаются в стандартных корпусах, в которых расположены также система мониторинга и привязки частоты к стандартизованной решетке частот ИТУ-Т.

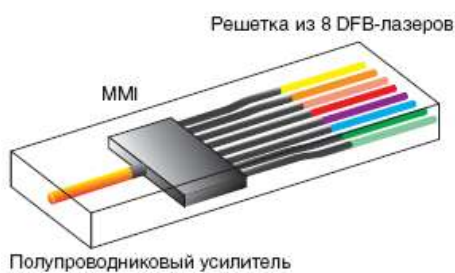


Рис. 3.29. Схема перестраиваемого 8-элементного DFB\_лазера с оптическим усилителем

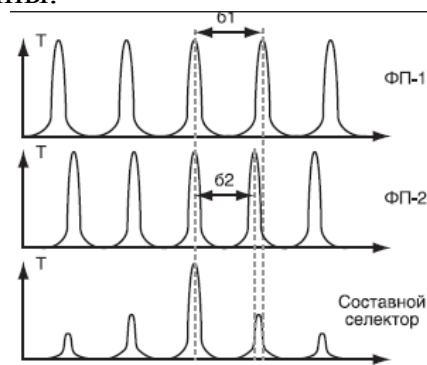


Рис. 3.28. Спектры пропускания двух интерферометров Фабри-Перо и их комбинации

DFB-лазеры обладают, однако, существенным недостатком – ограниченной областью перестройки частоты. В обычном DFB-лазере величина температурной перестройки составляет 400 ГГц, что обеспечивает перекрытие 8 каналов ИТУ-Т при расстоянии 50 ГГц или всего 4 каналов при расстоянии 100 ГГц. Для увеличения диапазона перестройки используются полностью моноблочные интегрированные конструкции, содержащие решетку из нескольких DFB-лазеров, объединенных в один блок. Так, блок из восьми параллельно

расположенных DFB-лазеров и объединенных многомодовым волноводным объединителем (MMI) позволяет обеспечить диапазон перестройки до 60 нм. Для увеличения выходной мощности такого перестраиваемого лазера на выходе устанавливается усилитель (см. рис. 3.29).

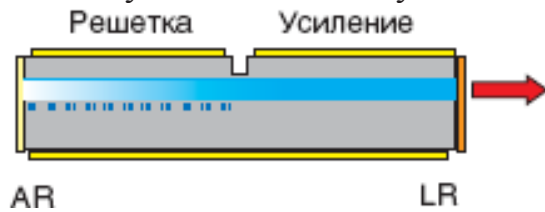


Рис. 3.30. DBR\_лазер: AR – просветляющее покрытие; LR – зеркало с низким коэффициентом отражения

**Перестраиваемые DBR-лазеры** – это волноводные аналоги лазеров с внешним резонатором. Отличие заключается в том, что активная усилительная часть лазера и внешний резонатор интегрированы (объединены) на одной подложке – при помощи одного волновода (рис. 3.30).

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

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

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

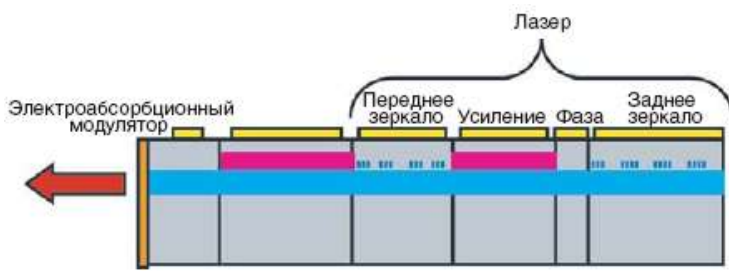


Рис. 3.31. Упрощенная структурная схема интегрированного моноблочного оптического излучателя с перестройкой частоты на основе SG DBR\_ лазера

Лазеры с профилированными брэгговскими отражателями (SG DBR) имеют структуру, аналогичную структуре DBR-лазера. Отличие заключается в том, что в SG DBR-лазерах используются два отражателя, выполненные в виде

распределенных профилированных дифракционных решеток (sampled diffraction grating – SG), которые одновременно выполняют роль узкополосных фильтров (рис. 3.31). Такие структурированные решетки расположены по обеим сторонам от области усиления. Каждая профилированная решетка (SG) представляет собой периодическую структуру из повторяющихся с определенным периодом участков с нанесенной брэгговской решеткой и участков без решетки. Периоды профилей двух решеток отличаются примерно на 10%.

Принцип селекции длины волны и перестройки основан на эффекте Вернье и аналогичен принципу перестройки селектора, состоящего из двух интерферометров Фабри – Перо. Спектр отражения каждого из двух зеркал представляет собой периодически расположенные максимумы отражения (их спектр отражения аналогичен спектру пропускания интерферометра Фабри – Перо), при этом расстояние между максимумами отличается примерно на 10%. Генерация осуществляется на длине волны, на которой максимумы отражения двух зеркал совпадают (так как периоды следования максимумов различны, они совпадают только для одной-единственной частоты).

Каждое из двух зеркал (переднее и заднее) перестраивается примерно в диапазоне 10 нм, что обеспечивает перестройку длины волны излучения лазера в диапазоне 100 нм. Вторая секция (Усиление) служит для усиления светового излучения. Третья секция (Фаза) обеспечивает тонкую подстройку оптической длины резонатора лазера и, следовательно, тонкую подстройку частоты генерации.

## 4. Приемники излучения

### 4.1. Общие сведения

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

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

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

- фотонные или квантовые ФП, работа которых основана на внешнем или внутреннем фотоэффекте<sup>1</sup>: поглощенные кванты падающего света непосредственно преобразуются в носители электрических зарядов. К квантовым ФП относятся фотоэлементы и фотоэлектронные умножители - вакуумные приборы, работа которых основана на внешнем фотоэффекте, а также полупроводниковые фотодиоды, работающие на внутреннем фотоэффекте.
- тепловые ФП, в которых оптическое излучение сначала преобразуется в тепло, которое изменяет температуру приемника, обладающего каким либо термоэлектрическим эффектом. Различают болометрические (болометрический эффект – изменение сопротивления материала (тонкой металлической или полупроводниковой пленки) при изменении температуры) и термоэлектрические ФП (эффект возникновения термоЭДС на контактах двух металлов).

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

### 4.2. Фотодиоды

#### 4.2.1. Физические процессы в фотодиодах

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

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

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

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

---

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

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

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

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

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

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

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

Таблица 4.1

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

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

#### 4.2.2. Вольтамперная характеристика фотодиода

На рис. 4.1 показано семейство вольтамперных характеристик ФД при разных значениях падающей на него мощности излучения  $P$ . Семейство вольтамперных характеристик описывается выражением<sup>1</sup>

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

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

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

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

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

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

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

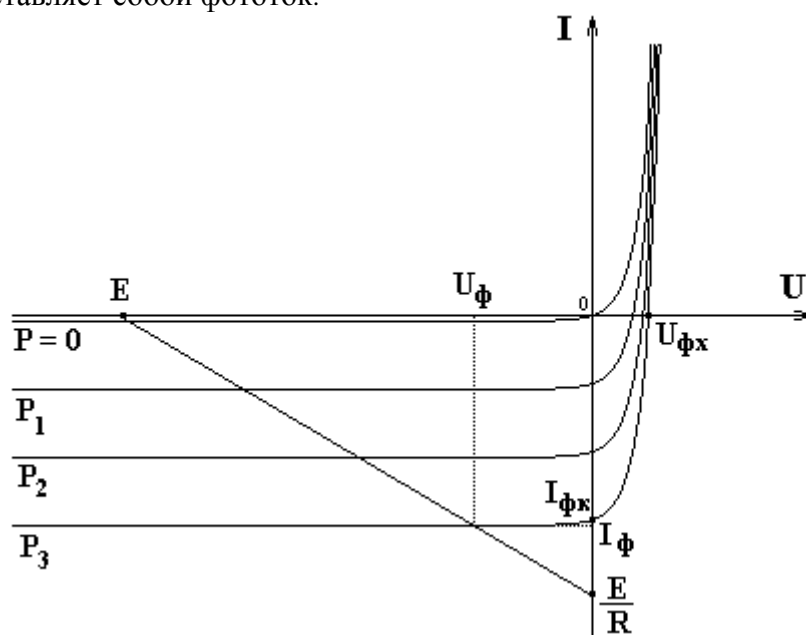


Рис. 4.1. Вольтамперные характеристики ФД

### 4.2.3. Схемы включения фотодиодов

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

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

Такая схема получила название фотовольтаическая.

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

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

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

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

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

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

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

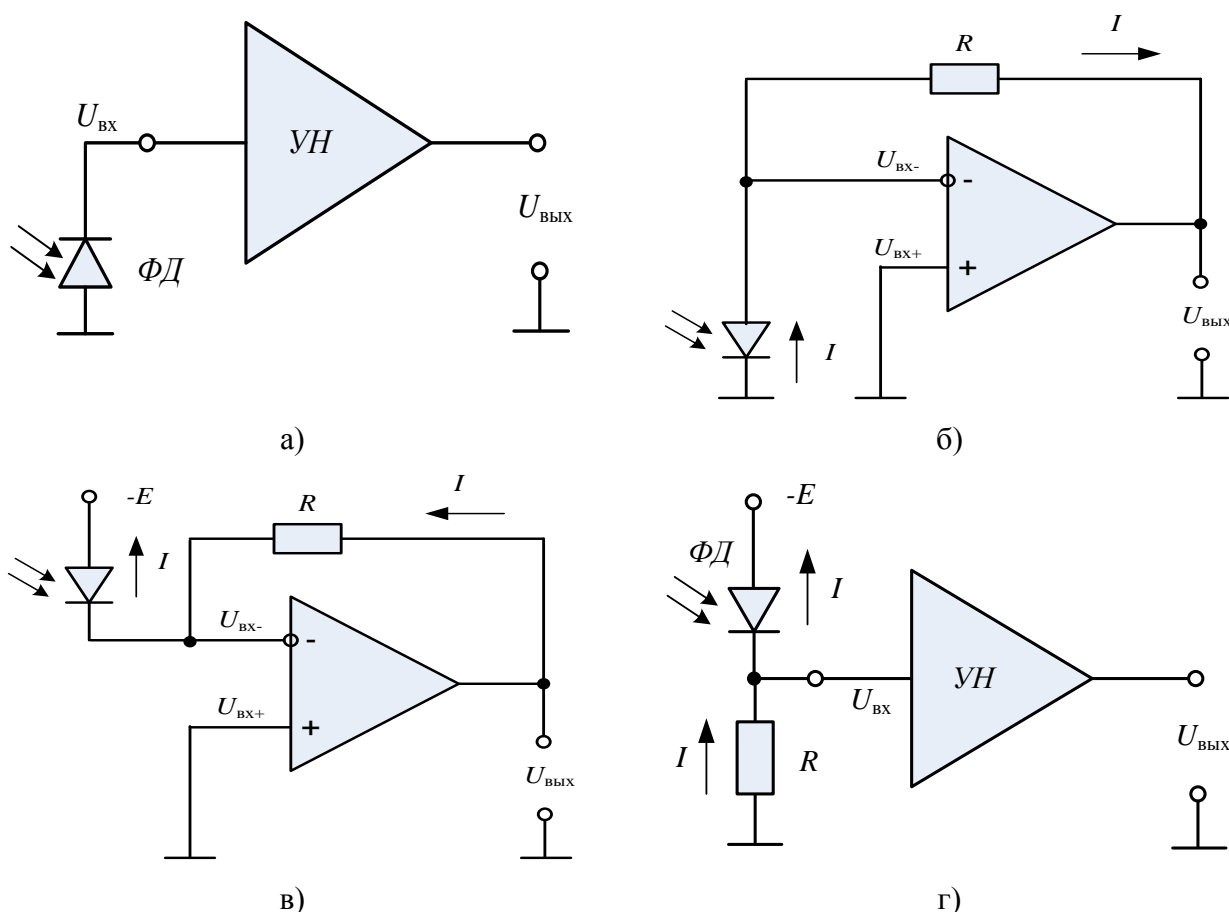


Рис. 4.2 Схемы включения ФД

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

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

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

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

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

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

#### 4.2.4. Эквивалентная схема фотодиода с входной цепью

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

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

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

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

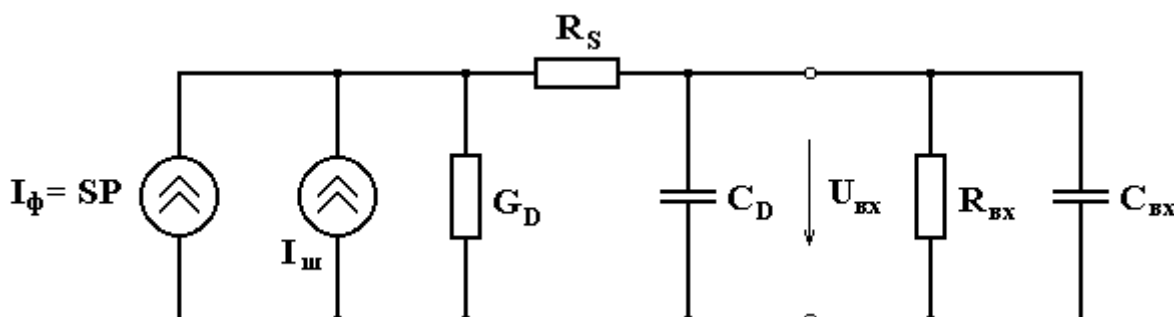


Рис. 4.3 Эквивалентная схема ФД с входной цепью

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

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

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

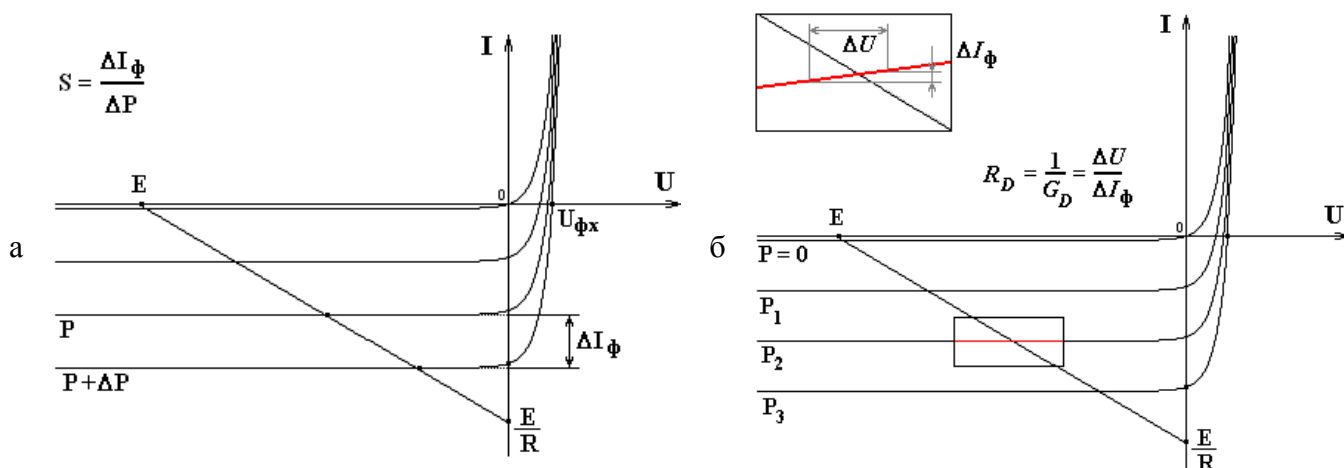


Рис. 4.4. Определение параметров эквивалентной схемы ФД по семейству ВАХ

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



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

где  $\Delta f$  - полоса пропускания всего ФПУ, которая должна удовлетворять условию

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

Для СКО полного шумового тока можно записать

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

Запишем выражение для отношения сигнала к шуму

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

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

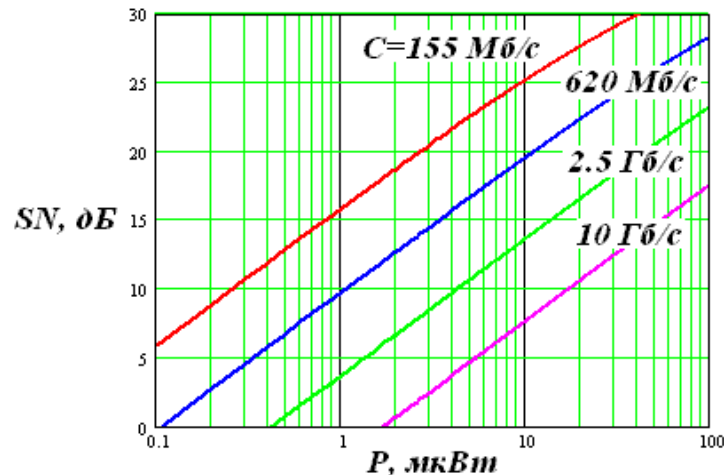


Рис.4.5. Зависимость отношения сигнала к шуму от входной оптической мощности

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

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

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

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

### 4.2.5. Особенности лавинных фотодиодов

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

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

Для фототока ЛФД справедливо

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

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

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

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

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

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

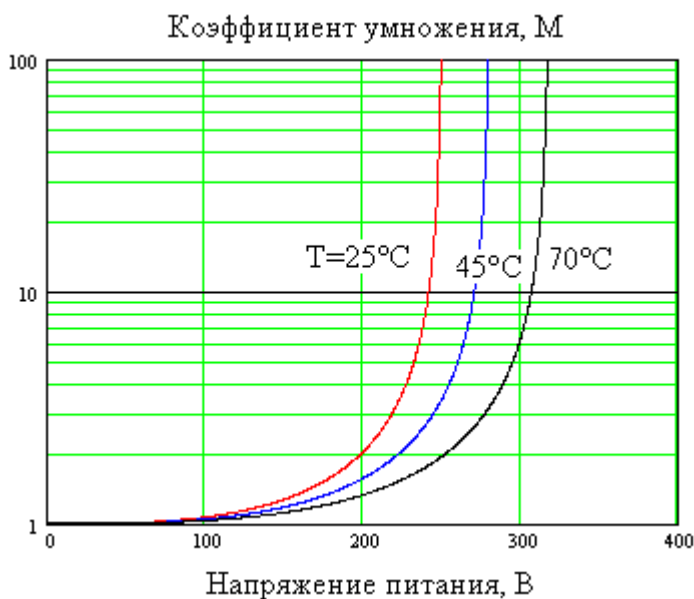


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента лавинного умножения от напряжения питания для кремниевого ЛФД

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

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

где  $U_{пр0}$ ,  $\Delta_0$  – пробивное напряжение и эмпирический коэффициент при температуре  $T_0$ ,  $U_{пр1}$ ,  $\Delta_1$  – температурные коэффициенты пробивного напряжения и эмпирического коэффициента.

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

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

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

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

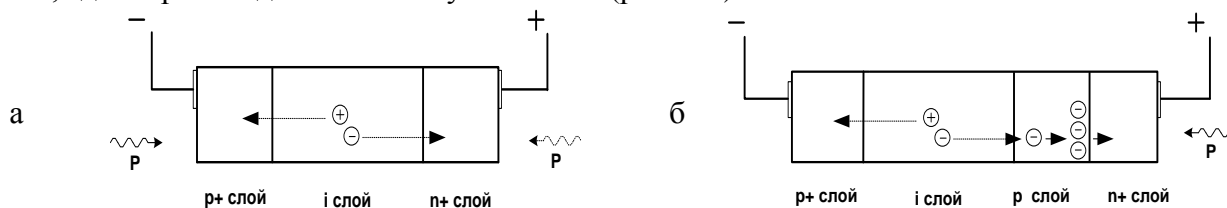


Рис. 4.6. Структура ФД: (а) -  $p-i-n$  ФД, (б) - ЛФД

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

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

#### 4.2.6. Основные параметры фотодиодов

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

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

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

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

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

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

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

Основной характеристикой ФД является его **чувствительность по току**  $S$  (А/Вт), представляющая собой зависимость приращения фототока  $\Delta I_\phi$  от приращения оптической мощности  $\Delta P$ :

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

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

Еще одним важным параметром ФД является его **квантовая эффективность** или **квантовый выход**  $\eta$ , которую можно определить как отношение числа рождающихся в секунду электронов  $n_\varepsilon$  к потоку падающих на ФД фотонов  $n_\phi$  в секунду

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

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

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

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

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

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

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

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

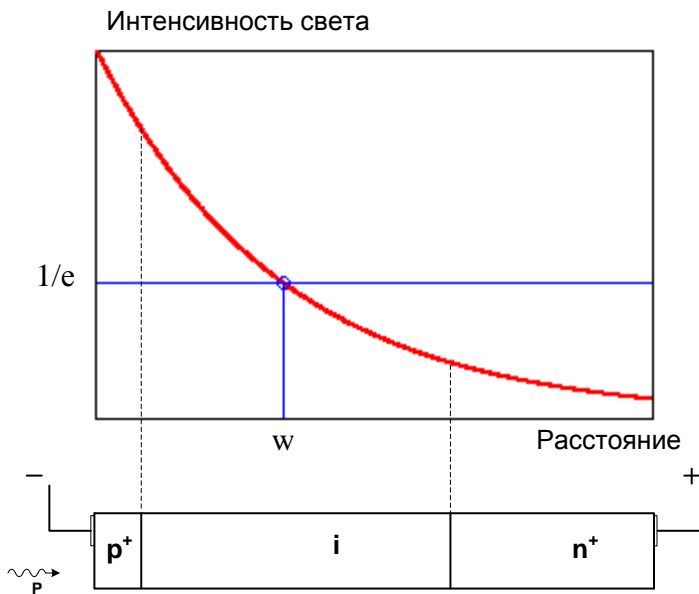


Рис. 4.7. Изменение интенсивности света в фотодиоде

го надо увеличивать поглощение в  $i$ -слое, т.е. увеличивать произведение  $\alpha w$ .

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

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

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

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

Из последнего выражения найдем оптимальный показатель преломления пленки, который составляет

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

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

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

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

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

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

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

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

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

По сравнению с *p-i-n*-ФД быстродействие ЛФД меньше, поскольку образовавшиеся в них носители (электроны) должны сначала дрейфовать в область с сильным электрическим полем (слой, где происходит лавинное умножение), а после окончания процесса лавинного умножения носители противоположного знака (дырки) должны дрейфовать обратно. Поэтому полное время дрейфа носителей в ЛФД примерно вдвое выше, а, следовательно, быстродействие вдвое ниже, чем в *p-i-n*-диодах. Еще одно ограничение скорости отклика ЛФД обусловлено природой процесса лавинного умножения и определяется величиной произведения коэффициента умножения на ширину полосы частот<sup>1</sup>, которая имеет порядок 200 ГГц. Этот эффект связан со временем, которое необходимо для развития лавинного процесса. Количественно быстродействие характеризуется временем нарастания (спада) импульса.

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

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

Таблица 4.2

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

Параметры некоторых серийно выпускаемых отечественных фотодетекторов приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3.

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

#### 4.2.7. Источники шума ФД

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

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

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

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

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

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

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

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

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

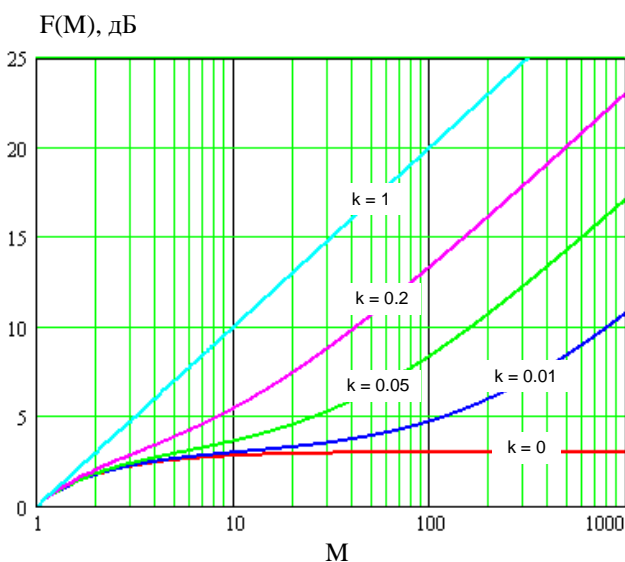


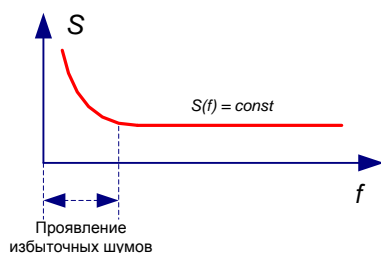
Рис. 4.8. Зависимость коэффициента шума от коэффициента лавинного умножения.

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

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

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

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



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

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

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

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

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

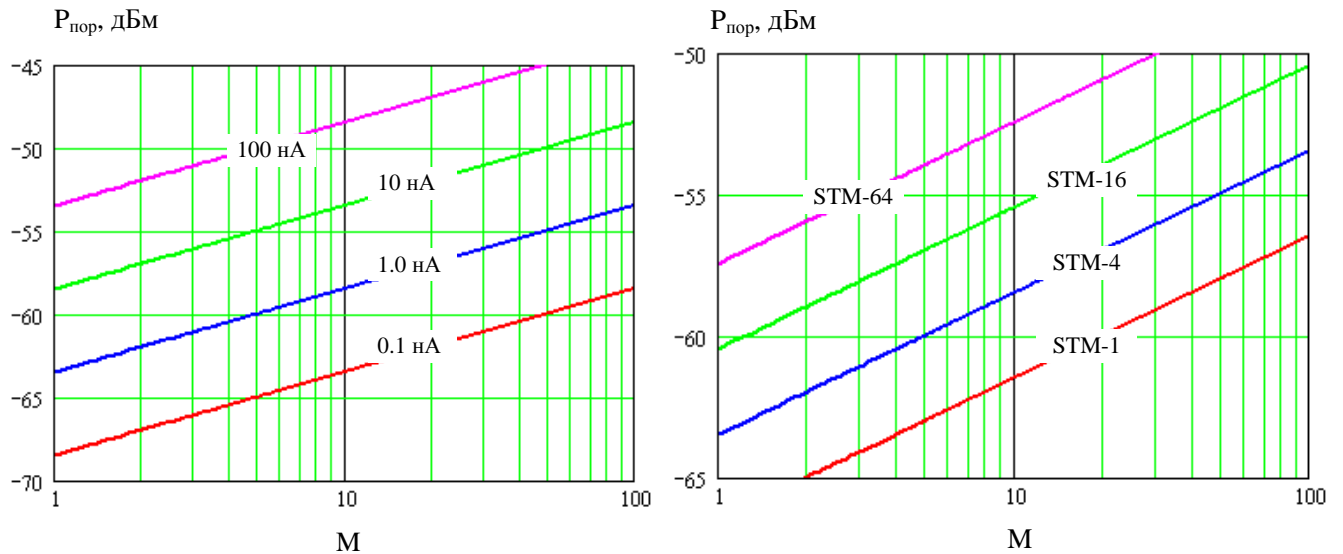


Рис. 4.9. Зависимость пороговой мощности ЛФД от коэффициента лавинного умножения: слева - для STM-4 при разных темновых токах, справа - для темнового тока 1 нА для разных систем STM.

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

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



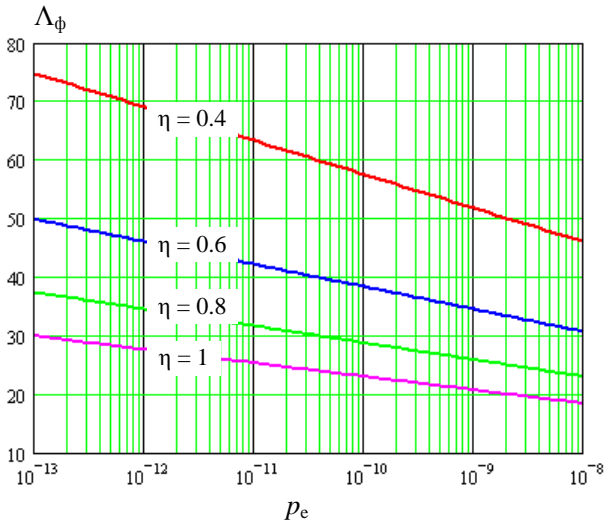


Рис. 4.10. Зависимость необходимого количества фотонов  $\Lambda_\phi$  на тактовый интервал  $\Delta t$  от вероятности ошибки

фотоэлектронов, равна:

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

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

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

Из (4.23) и (4.21) можно получить выражение для расчета необходимого количества фотонов  $\Lambda_\phi$  на тактовый интервал  $\Delta t$  для обеспечения определенной вероятности пропуска сигнала

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

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

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

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

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

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

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

Среднее число фотонов в падающем на поверхность ФД потоке излучения за время тактового интервала  $\Delta t$  равно:

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

Тогда среднее число образующихся за тактовый интервал  $\Delta t$  фотоэлектронов будет равно:

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

Вероятность того, что при воздействии на ФД когерентного излучения за тактовый интервал  $\Delta t$  на его выходе будет зарегистрировано  $n$

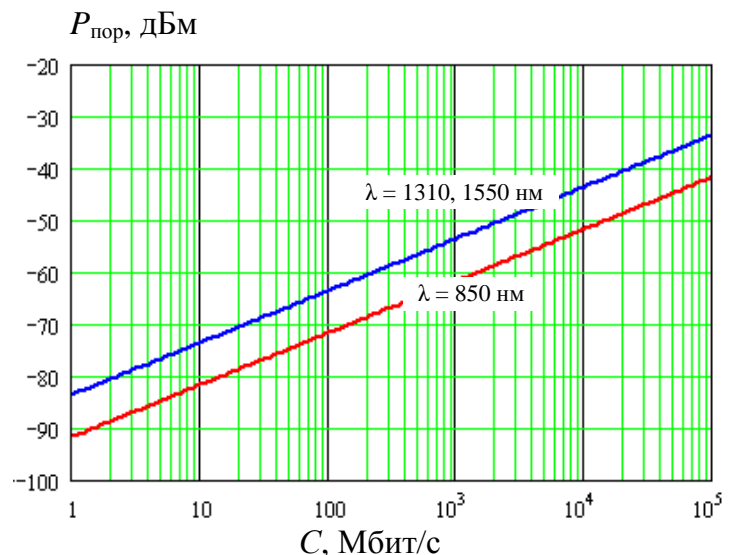


Рис. 4.11. Зависимость пороговой мощности ФД, ограниченной квантовыми шумами источника излучения

### 4.3. Фотоприемные устройства прямого детектирования

#### 4.3.1. Обобщенная схема фотоприемного устройства

Все фотоприемные устройства (ФПУ) можно разделить на:

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

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

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

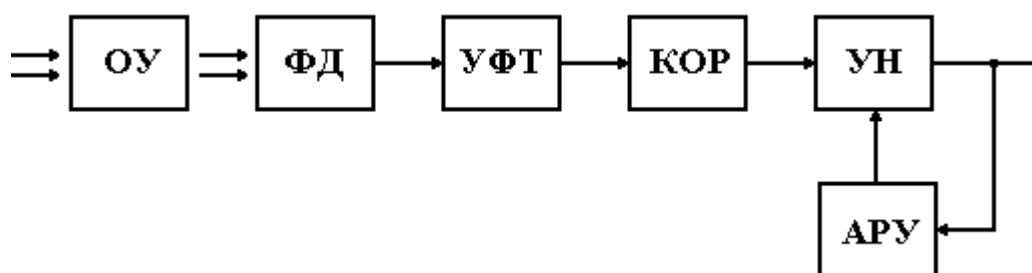


Рис. 4.12. Обобщенная структурная схема ФПУ.

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

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

#### 4.3.2. Трансимпедансный оптоэлектронный преобразователь

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

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

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

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

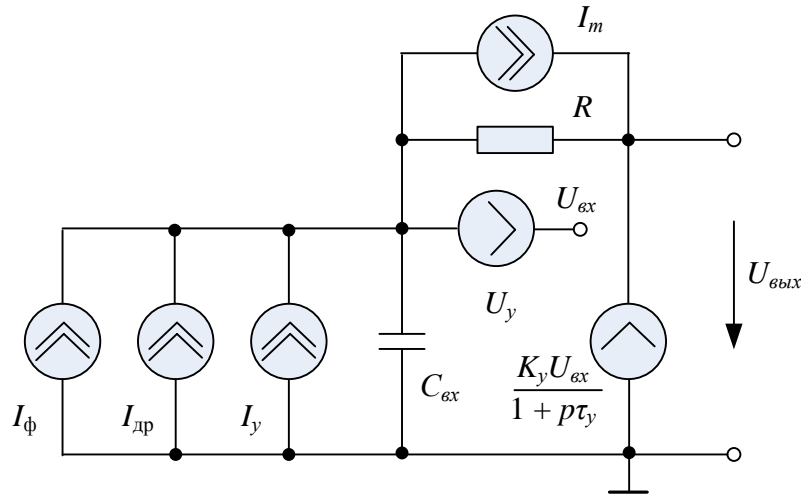


Рис. 4.13. Упрощенная эквивалентная схема ФД с УФТ при использовании трансимпедансного усилителя

Шумовые свойства УФТ на эквивалентной схеме можно представить двумя независимыми шумовыми генераторами со спектральной плотностью тока  $I_y^2$  и напряжения  $U_y^2$ . Для численных расчетов напряжения шума необходимы данные о шумовых параметрах усилителей. Мы можем разделить все усилители на два класса: усилители с входным каскадом на биполярном транзисторе и усилители с входным каскадом на полевом транзисторе<sup>1</sup>.

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

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

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

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

Квадрат шумового тока, приведенного к входу усилителя:

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

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

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

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

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

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

Квадрат шумового тока, приведенного к входу усилителя:

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

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

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

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

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

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

и соответствует двухзвенному ФНЧ с полосой пропускания на уровне 0.707

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

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

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

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

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

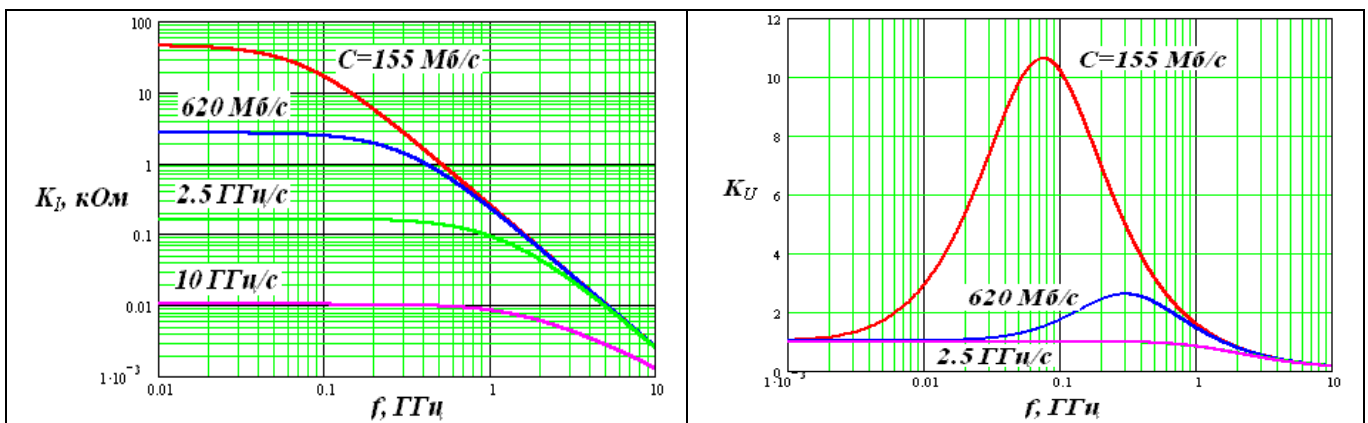


Рис. 4.14. Частотные характеристики трансимпедансного ФПУ

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

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

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

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

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

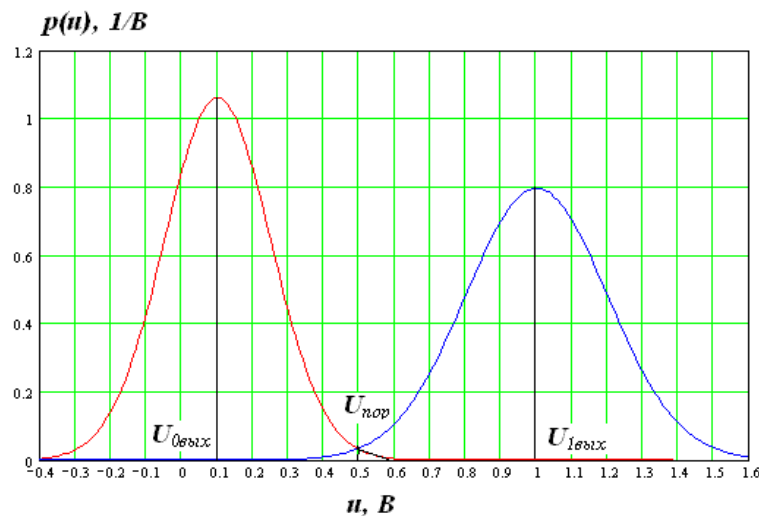


Рис.4.13. Плотности вероятности напряжения на входе решающего устройства при приеме логической 1 и 0.

Для вероятности ошибки можно записать []

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

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

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

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

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

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

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

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

Тогда для оптимального порога решения можно записать

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

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

ношение среднеквадратических значений шума при передаче логической 1 и 0.

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

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

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

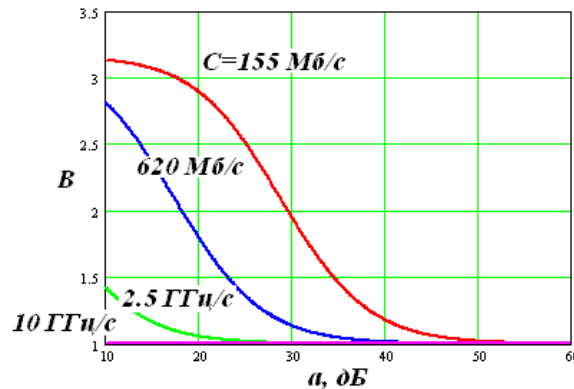


Рис. 4.14. Зависимость коэффициента  $B$  от коэффициента затухания аттенюатора  $a$

С учетом сделанных допущений запишем для вероятности ошибки

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

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

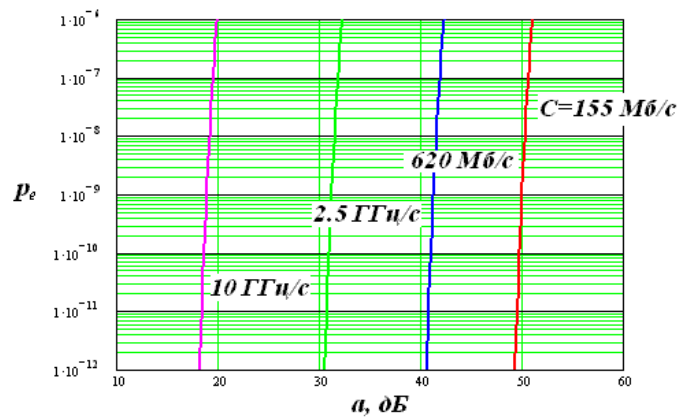


Рис. 4.15. Зависимость вероятности ошибки от затухания в линейном волоконно-оптическом тракте

Для отношения сигнала к шуму справедливо

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

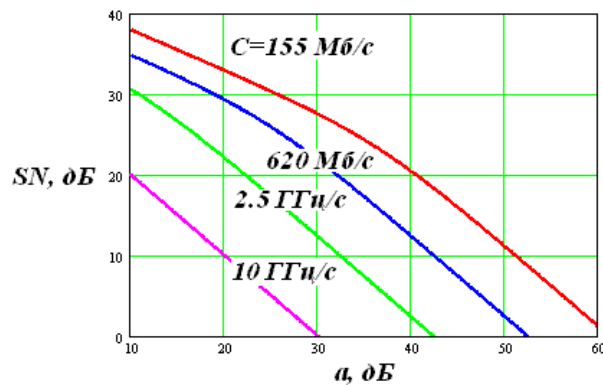


Рис. 4.16. Зависимость отношения сигнала к шуму от затухания в волоконно-оптическом тракте

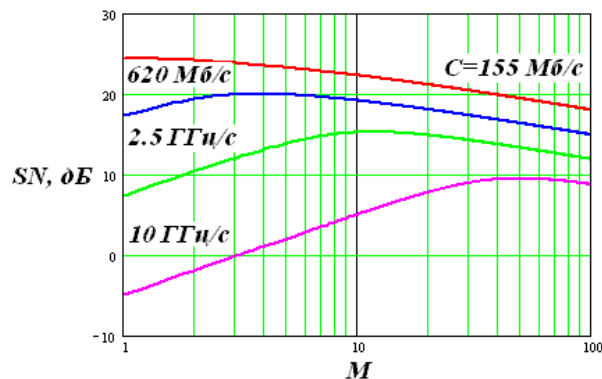


Рис. 4.17. Зависимость отношения сигнала к шуму от коэффициента умножения ЛФД

### 4.3.3. Фотоприемные модули и их параметры.

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

Таблица 4.3.

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

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

#### 4.3.4. Фотоприемные устройства с оптическим преобразованием

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

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

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

где  $\omega_c$  и  $\omega_\Gamma$  – угловые частоты сигнала и гетеродина, соответственно,

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

$P_\Gamma$  – мощность гетеродина.

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

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

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

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

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

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

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

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



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

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

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

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

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

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

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

## 5. Передающие устройства ВОСП

### 5.1. Внутренняя модуляция оптических сигналов

Простейшим и наиболее распространенным способом модуляции ИИ является внутренняя модуляция изменением тока накачки через  $p$ - $n$  переход СИД или ЛД. Может использоваться для аналоговых и цифровых ВОСП. При изменении тока изменяется выходная оптическая мощность ИИ. Это модуляция по интенсивности. Модуляционная характеристика  $P(I)$  нелинейна. На рис. 5.1 показана структурная схема преобразователя входного напряжения  $U_{вх}$  в оптическую мощность  $P$ , которая обеспечивает высокую линейность преобразования  $P(I)$  а также повышает быстродействие этого преобразования. При использовании бинарной модуляции по интенсивности используют коды NRZ (без возврата к нулю) и RZ (с возвратом к нулю), которые показаны на рис. 5.2.

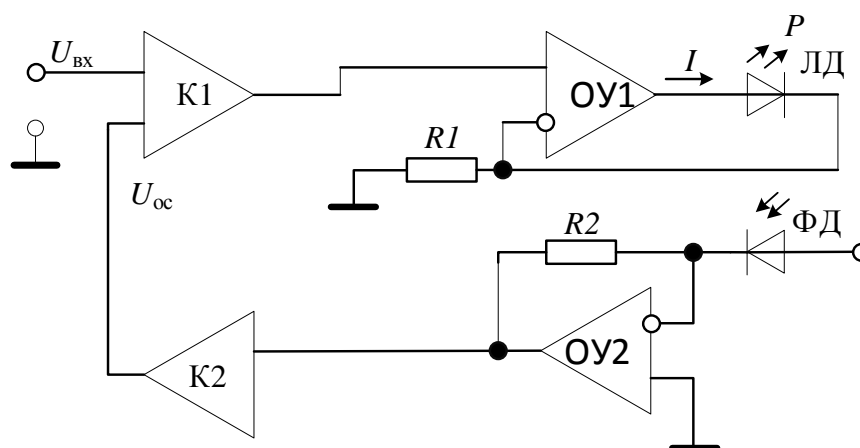


Рис. 5.1. Структурная схема преобразователя напряжения в оптическую мощность.

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

### 5.2. Внешняя модуляция оптических сигналов

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

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

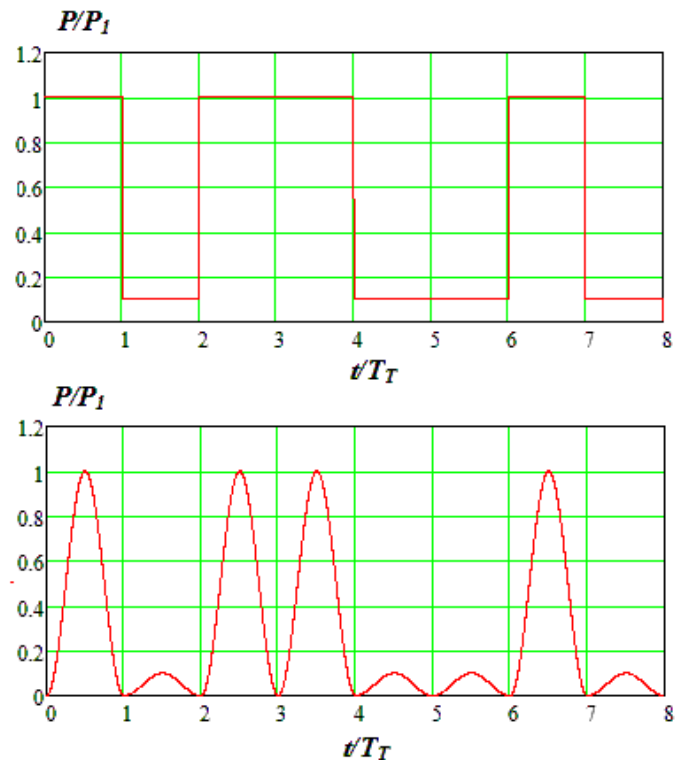


Рис. 5.2. Упрощенная форма сигнала на выходе передающего устройства при передаче двоичных сигналов с модуляцией по интенсивности с кодами NRZ и RZ.

Внешняя модуляция основана на следующих физических явлениях:

- Электрооптический эффект Поккельса – изменение параметров показателя преломления некоторых материалов (например, ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ ) под действием электрического напряжения.
- Магнитооптический эффект Фарадея – вращение плоскости поляризации излучения в некоторых материалах (аморфных и кристаллических) под действием магнитного поля, создаваемого электрическим током.
- Акустооптический эффект – изменение параметров показателя преломления некоторых материалов под действием акустической (или механической) волны, создаваемой модулирующим сигналом (эффект Брэгга, эффект Рамана – Ната).
- Электроабсорбционный эффект Франца-Келдыша – изменение затухания в некоторых материалах под действием электрического поля.

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

Рассмотрим принцип действия и конструкцию ЭОМ (рис. 5.3) на основе поперечного эффекта Поккельса [31] в анизотропных средах.

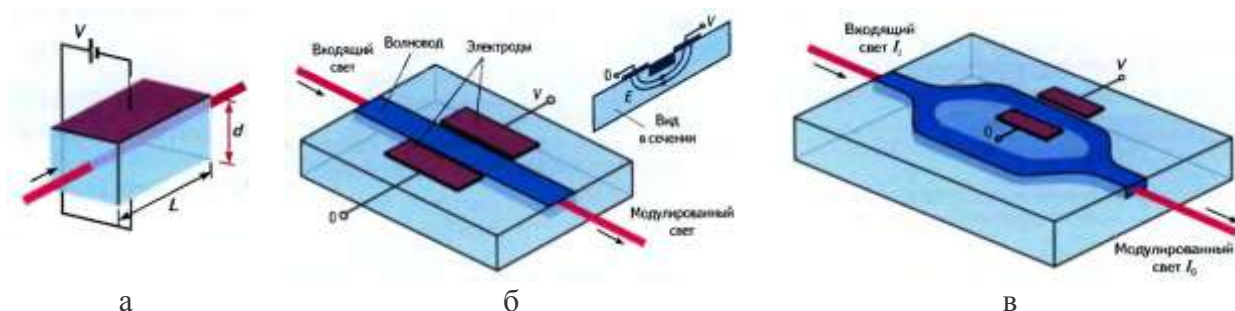


Рис.5.3. Упрощенные конструкции электрооптических фазовых модуляторов: объемная (а), в планарном ОВ (б) и на основе интерферометра Маха-Цендера (в).

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

$$n(E) = n - 0.5 \cdot a_p \cdot n^3 \cdot E = n - 0.5 \cdot a_p \cdot n^3 \cdot V / d, \quad (5.1)$$

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

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

$$\Delta\varphi = \frac{\pi \cdot a_p \cdot n^3 \cdot \Delta V \cdot L}{\lambda_0 \cdot d}, \quad (5.2)$$

где  $L$  – длина взаимодействия электрического поля с проходящим излучением с длиной волны  $\lambda_0$ .

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

На рис. 5.3б показана конструкция интегрально-оптического ЭОМ, выполненного в виде планарного оптического волновода из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ). Такой ЭОМ может работать с частотами модуляции до 100 ГГц при полуволновых напряжениях порядка нескольких вольт.

Фазовая задержка сама по себе не влияет на интенсивность светового пучка. Однако фазовый модулятор (рис. 5.3в), помещенный в одно плечо интерферометра Маха-Цендера (ИМЦ), может действовать как модулятор интенсивности. Если входная интенсивность  $I_i$  в интерферометре делится пополам, то интенсивности выходящего  $I_o$  и входящего  $I_i$  света связаны следующим образом

$$I_0 = \frac{I_i + I_i \cdot \cos(\Delta\varphi)}{2} = I_i \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = I_i \cdot \cos^2\left(\frac{\pi \cdot a_p \cdot n^3 \cdot \Delta V \cdot L}{\lambda_0 \cdot d}\right) \quad (5.3)$$

При размахе модулирующего напряжения равном полуволновому обеспечивается 100% модуляция.

Рассмотрим принцип действия и конструкцию ЭАМ (рис. 5.4) на основе эффекта электропоглощения Франца-Келдыша в анизотропных средах.

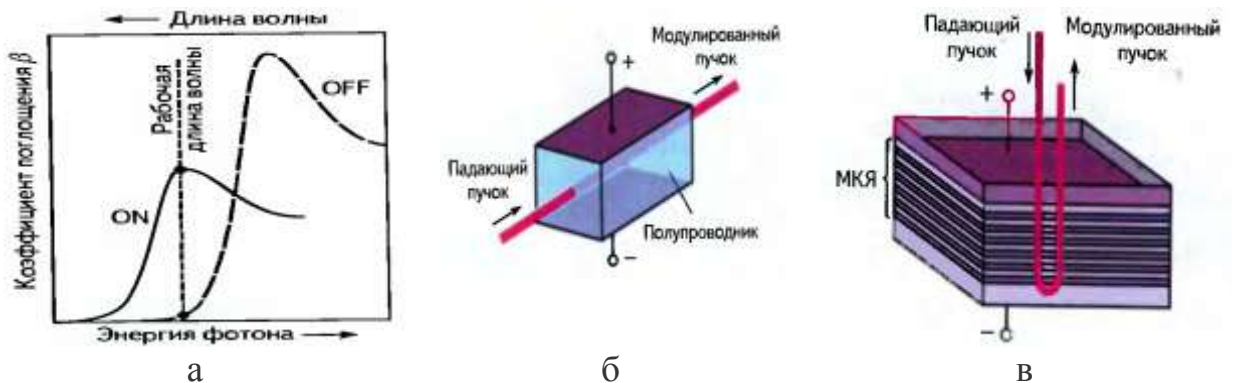


Рис. 5.4. Эффект электропоглощения (а) и конструкции ЭАМ: волноводная (б) и использований полупроводниковых структур с множественными квантовыми ямами (в).

Эффект Франца-Келдыша состоит в смещении спектра поглощения в сторону более длинных волн под действием напряженности электрического поля. На рис. 5.4а показаны спектры поглощения при выключенном (off) и включенном (on) электрическом поле. Видно, что на определенной длине волны можно получить большую глубину модуляции по интенсивности. Конструктивно ЭАМ может быть выполнен в виде планарного оптического волновода (рис. 5.4б). Однако можно повысить эффективность модулятора используя полупроводниковые структуры с множественными квантовыми ямами (рис. 5.4в). Достоинствами ЭАМ являются высокие скорости и глубина модуляции, малые управляющие напряжения, а также технологичность, позволяющая интегрировать модулятор с ЛД DFB и ЛД VCSEL.

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

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

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

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

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

Для наглядного представления дискретных двухуровневых и многоуровневых амплитудных и фазовых форматов модуляции используют фазовые векторные диаграммы для двух ортогональных состояний поляризации, на которых вещественная ось  $I$  соответствует фазовому сдвигу 0, а квадратурная ось  $Q$  – сдвигу  $\pi/2$ . Длина вектора определяет амплитуду напряженности  $E$ , а угол поворота – его фазу. Часто сами вектора на диаграмме не показывают, а оставляют только точки соответствующие вершинам векторов. Для каждой из двух плоскостей, соответствующих двум ортогональным состояниям линейной поляризации, может быть построена своя фазовая диаграмма. На реальной фазовой диаграмме положение вершины каждого вектора случайным образом занимает определенную область неопределенности за счет шумов и помех. Соотношение между радиусом неопределенности и расстояниями между вершинами векторов определяют вероятности ошибок. В таблице 5.1 приведены диаграммы для нескольких форматов модуляции. Каждый из рассмотренных видов модуляции может иметь формат NRZ или RZ.

Таблица 5.1. Векторные (фазовые) диаграммы для различных форматов модуляции.

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

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

В большинстве случаев для демодуляции сигналов с новыми форматами модуляции используются когерентные способы приема с использованием опорного источника оптического излучения, но в ряде случаев могут использоваться более простые методы демодуляции, например для фазовых форматов PSK. На рис. 5.5а показаны бинарные сигналы NRZ DPSK. Там же показана фазовая диаграмма такого сигнала, показывающая, что сигналы логической «1» и «0» имеют одинаковую мощность, а фазы отличаются на 180 градусов. Для приема таких сигналов, может использоваться демодулятор, т.е. преобразователь фазовой манипуляции в амплитудную. Он представляет собой ИМЦ (рис. 5.3в), в одно из плеч которого вместо фазового модулятора включено устройство задержки на время, равное тактовому интервалу ВОСП. После интерферометра сигналы с одинаковыми фазами складываются, а сигналы в противофазе подавляются, в результате сигналы с фазовой манипуляцией приобретают модуляцию по интенсивности (рис. 5.5б) и могут регистрироваться простым энергетическим ФПУ.

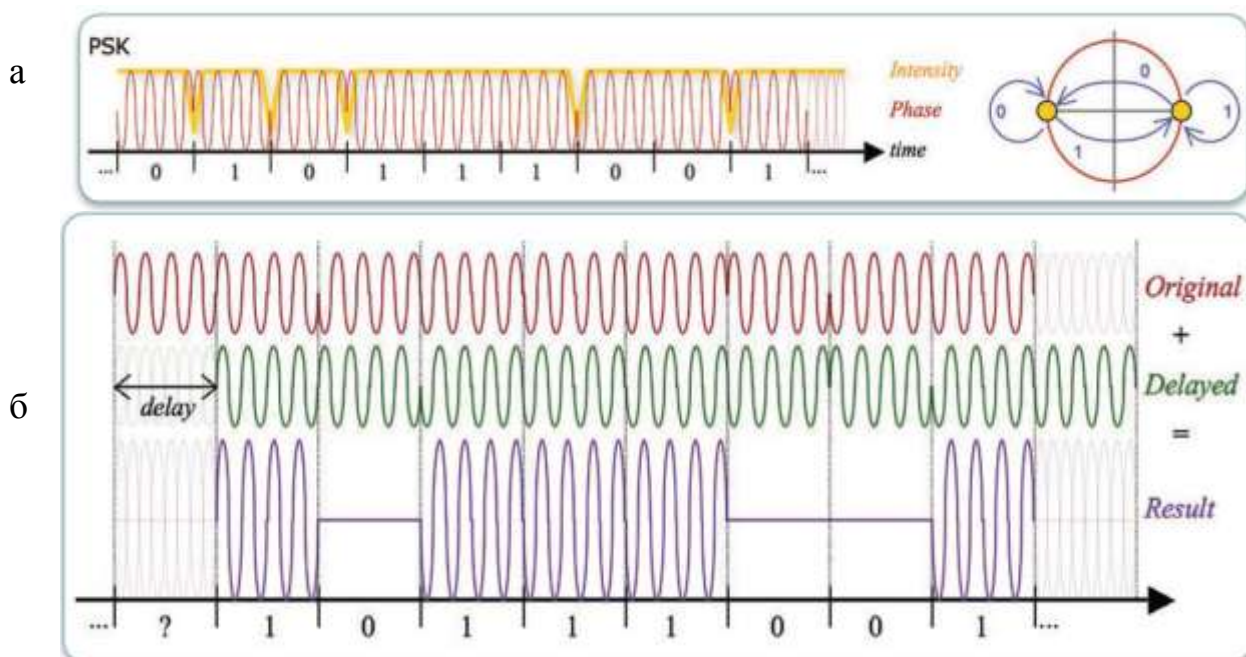


Рис. 5.5. Временные и фазовые диаграммы сигнала NRZ DPSK (а) и преобразование фазовой модуляции в амплитудную (б).

Одним из наиболее успешных современных форматов модуляции (рис. 5.6а) является DP QPSK, который использует два ортогональных состояния поляризации  $E_x$  и  $E_y$ , а также четыре состояния фазы, отличающихся на  $\pi/2$ . Схема передающего устройства (рис. 5.6б) содержит одночастотный лазер, излучение которого разделяется в поляризационном сплиттере PBS1 (polarized beam splitter) поровну между двумя ортогональными линейными поляризациями. Каждая поляризация поступает на свой квадратурный



модулятор (QPSK) на основе ИМЦ, который в каждой из двух ветвей также имеет ИМЦ с фазовым модулятором, а в одной из них дополнительно фазовращатель на  $\pi/2$ . В результате сигнал на выходе каждого квадратурного модулятора имеет одно из четырех значений фазы (табл. 5.1). Далее фазомодулированные сигналы с ортогональными поляризациями объединяются PBS2.

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

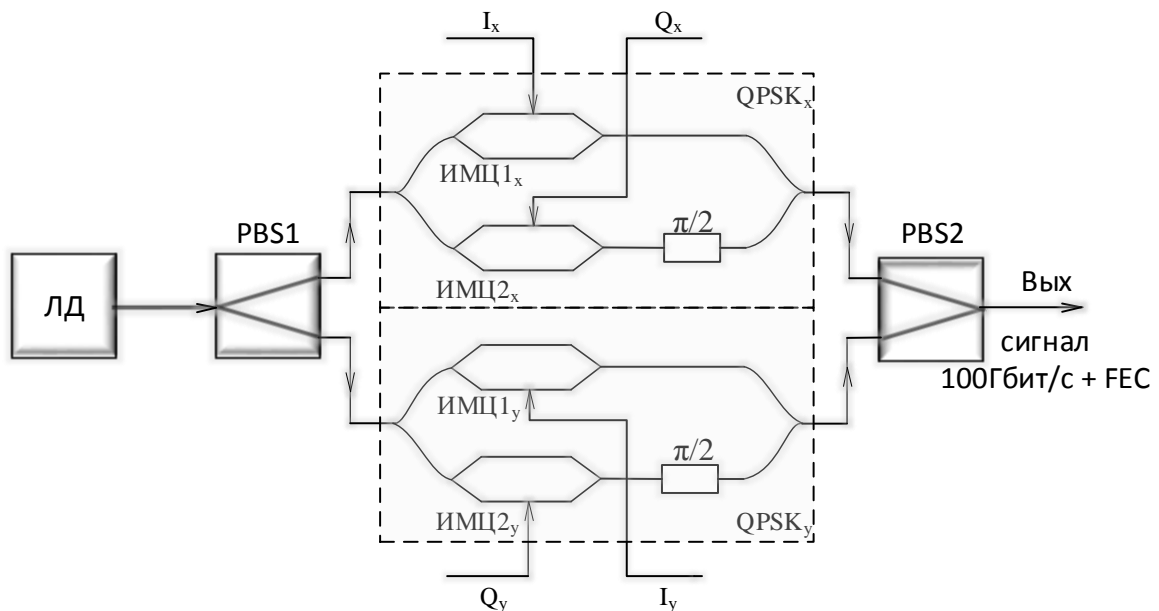


Рис. 5.6. Упрощенная схема передающего устройства с кодом DP QPSK.

## 6. Приемные устройства ВОСП

### 6.1. Прием и регенерация оптических сигналов с бинарной амплитудной модуляцией

Напомним, что цифровой сигнал отличается от аналогового сигнала, прежде всего тем, что может быть восстановлен даже после накопления им искажений и шумов в тракте передачи между источником и приемником информационных сигналов.

Структурная схема фотоприемного устройства (ФПУ) для цифровой системы связи в общем случае может включать линейный волоконно-оптический тракт (ЛВОТ), предварительный оптический усилитель (ОУ), фотодетектор (ФД), например р-і-n ФД, трансимпедансный усилитель фототока (УФТ), усилитель напряжения (УН) и регенератор, который рассмотрим позже.

На рис. 6.1а показан бинарный сигнал с модуляцией по интенсивности с кодом NRZ на входе ЛВОТ. При прохождении по ЛВОТ сигнал испытывает затухание (ослабляется), линейные (различные виды дисперсии) и нелинейные искажения. При использовании в ЛВОТ линейных и предварительного ОУ к сигналу добавляются шумы (например, шумы усиленного спонтанного излучения). После преобразования в энергетическом ФПУ оптического сигнала в электрический ток, его преобразования в электрическое напряжение в УФТ и дальнейшего усиления в УН искажения возрастают, и добавляются шумы ФД, УФТ и последующего УН. Процедуру энергетического преобразования оптического сигнала в электрический ток с последующим преобразованием в напряжение и его усилением называют также прямым детектированием сигнала. На рис. 6.1б показан искаженный и зашумленный электрический сигнал (напряжение) на входе в регенератор, а также моменты принятия решения (стробирования) и порог решения (пороговое напряжение).

Восстановление (регенерация) сигнала происходит в 3R регенераторе. Акроним 3R означает, что электрический сигнал регенерируется (восстанавливается) не только по амплитуде (Reamplifying) и по форме импульсов (Reshaping), но и по положению импульсов на временной шкале (Retiming). Регенерация носит пороговый характер: когда напряжение сигнала в схеме сравнения в момент принятия решения больше порогового значения, то восстанавливается «1», а если оно меньше, то восстанавливается «0» (рис. 6.1б). Слабые возмущения сигнала при этом устраняются полностью, что и обуславливает высокую помехозащищенность цифровых волоконно-оптических систем связи (ВОСС). В силу случайной природы шумов вероятность появления сильного возмущения всегда отлична от нуля, поэтому полностью восстановить цифровой сигнал невозможно и существует некоторая вероятность ошибок (BER), которая должна быть меньше допустимой величины, например  $10^{-12}$ . Вероятность ошибок быстро уменьшается с увеличением отношения сигнал/шум.



Рис. 6.1. Схема появления ошибки при восстановлении бинарного сигнала с модуляцией по интенсивности с NRZ кодированием; (а) сигнал на входе в линию, (б) сигнал на входе в регенератор, (в) сигнал на выходе регенератора.

На входе  $3R$  регенератора амплитуды импульсных сигналов обычно должны составлять доли вольта. В состав регенератора входят усилитель ограничитель (УО) с корректирующим фильтром, D – триггер и схема выделения (восстановления) тактовой частоты (CRC, Clock Recovery Circuit). УО (LIA, Limiting Amplifier) выравнивает амплитуды импульсов, обостряет их фронты. На второй вход УО может подаваться пороговое напряжение. К выходу УО присоединен вход D – триггера, который в момент прихода стробимпульса устанавливается в состояние логической «1», если напряжение на выходе УО больше определенного уровня и в состояние «0», если напряжение на выходе УО меньше определенного уровня. На выходе D – триггера образуется восстановленный сигнал. На рис. 6.1б показано как возникла ошибка (вместо «1» восстановился «0»).

При скоростях передачи  $B \leq 10$  Гбит/с предварительные ОУ обычно не используют, а в качестве ФД применяют лавинные фотодиоды (ЛФД). При увеличении скоростей передачи при  $B \geq 40$  Гбит/с вместо УН, который становится сверхвысокочастотным (СВЧ) устройством и изготовить который становится сложно, используют предварительный ОУ на входе ФД с большой мощностью насыщения ( $P_{max} \geq 10$  мВт). Это позволяет получить необходимую амплитуду импульсов на входе регенератора. Отметим, что широко распространенные (стандартные) p-i-n ФД с вертикальным вводом на основе InGaAs при таких мощностях входят в насыщение. В этом разделе мы рассмотрим, какие идеи и технологии изготовления ФД позволяют реализовать высокоскоростные ФПУ.

P-i-n ФД для современных ВОСС помимо большой мощности насыщения  $P_{max}$  должны обладать также большими значениями чувствительности  $S$  и полосы пропускания  $\Delta f$ . Качество быстродействующих ФД часто характеризуют произведением  $S \Delta f$ .

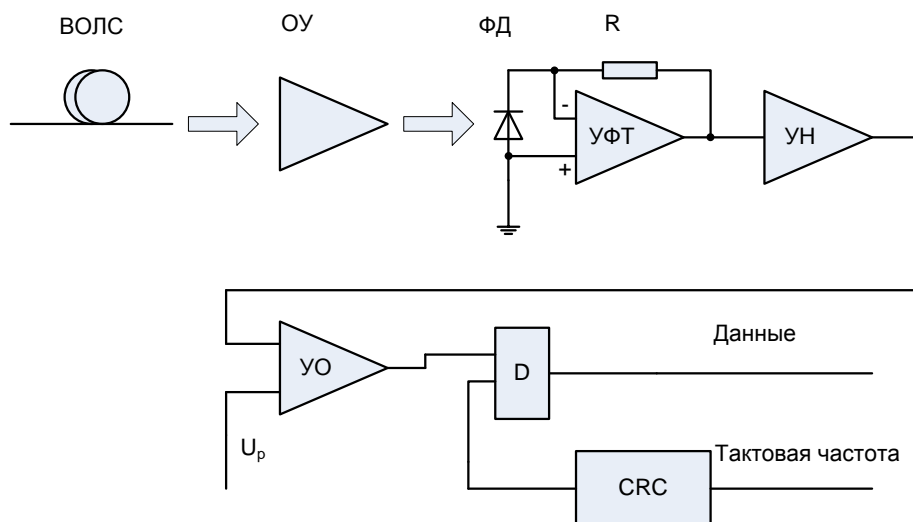


Рис. 6.2. Схема цифрового приемника оптических сигналов

Ширина полосы ФПУ  $\Delta f$ , которая определяется ФД, УФТ, УН и УО должна обеспечивать минимальные искажения импульсного сигнала (т.е. должна быть большой), а также должна обеспечивать фильтрацию шумов, которые возникают в элементах ФПУ. При уменьшении полосы УО шумы приемника уменьшаются, а ширина импульсов увеличивается. Когда ширина импульсов становится больше тактового интервала  $T=1/B$ , возникает межсимвольная интерференция. При оптимальной фильтрации  $\Delta f \approx 0,5 B$  часть импульса, попадающая в соседние тактовые интервалы, обращается в нуль в середине этих интервалов (условие Найквиста), т.е.

там, где принимается решение о наличии сигнала (рис. 6.3). В этом идеальном случае достигается минимальное значение ширины полосы фотоприемника. Однако, на высоких частотах, из-за нелинейности фазовых характеристик усилителей электрических сигналов, трудно нужным образом скорректировать АЧХ, и приходится увеличивать ширину полосы, которую реально выбирают: для NRZ формата  $\Delta f \approx 0,7 B$ , а для RZ формата  $\Delta f \approx B$  (по уровню -3 дБ).

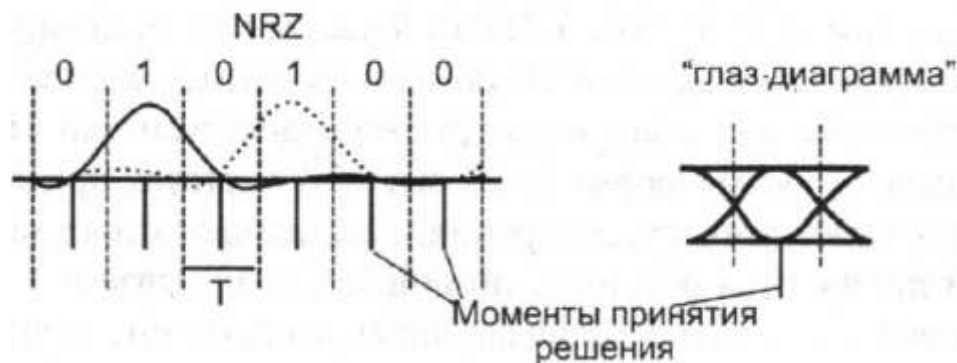


Рис. 6.3. Импульсная последовательность и «глаз-диаграмма» на входе в D триггер при оптимальных условиях

Сравнение сигнала с пороговым уровнем производится в наиболее удобные для этого моменты времени, т.е. в середине тактового периода (рис. 6.3). Импульс будет восстановлен, если в момент принятия решения напряжение сигнала превысит пороговое напряжение  $U_n$ . Синхросигнал, необходимый для работы схемы сравнения, формируется в блоке синхронизации (CRC) из тактовой последовательности передаваемых импульсов, обычно одним из двух способов: с помощью узкополосных фильтров на поверхностных акустических волнах или путем подстройки частоты местного генератора с помощью ФАПЧ. В качестве решающего устройства используется D - триггер. Оптимальное значение порогового напряжения  $U_n$  зависит от параметров линейного тракта и ФПУ и может меняться в процессе эксплуатации. В ФПУ используют различные схемы адаптивной настройки оптимального порогового напряжения, например по минимуму ошибок на выходе декодера FEC.

В настоящее время ведутся работы по созданию полностью оптических 3R регенераторов.

## 6.2. Быстродействие ФД

Рассмотрим эволюцию развития ФПУ для ВОСС по мере увеличения канальной скорости передачи сигналов. Сначала рассмотрим современное состояние элементной базы для ФПУ. В длинноволновом диапазоне 1,3... 1,6 мкм, там, где используются ВОСС с DWDM, наибольшим быстродействием обладают p-i-n ФД на основе InGaAs с двойной гетероструктурой (рис. 6.4). В литературе их часто называют ФД с вертикальным освещением. Быстродействие ФД в общем случае определяется тремя факторами: постоянной времени RC; временем дрейфа носителей через обедненный слой; временем диффузии носителей, рождающихся снаружи обедненного слоя. Время диффузии в p-i-n ФД на основе InGaAs можно не учитывать, так как в этой гетероструктуре свет в рабочем диапазоне длин волн практически полностью поглощается в обедненном i - слое.

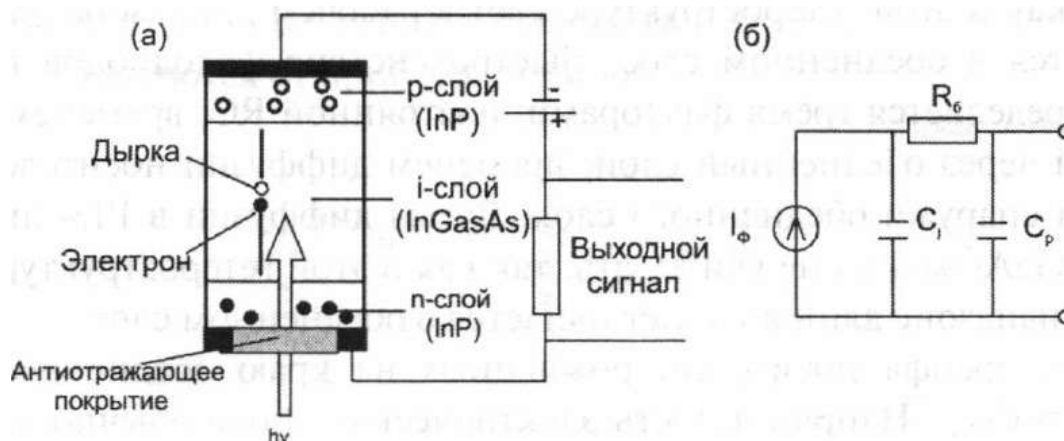


Рис. 6.4. Поглощение света в  $i$  слое с образованием электронно-дырочной пары (а), эквивалентная схема  $p-i-n$  диода,  $C_j$  – барьерная емкость перехода,  $C_p$  – паразитная емкость (монтажа и нагрузки),  $R_\delta$  – сопротивление базы и контактов.

Для оценки быстродействия  $p-i-n$  ФД можно использовать локальные импульсные характеристики, под которыми мы будем понимать форму импульса фототока, вызванную локальным поглощением группы фотонов. Импульсные локальные характеристики зависят от толщины обедненного слоя  $w$ , скорости дрейфа электронов и дырок, а также координаты поглощения внутри  $i$  слоя. Скорость дрейфа носителей

$$\text{для электронов } V_n = \mu_n E \quad (6.1)$$

$$\text{и дырок } V_p = \mu_p E$$

нелинейным образом зависит от напряженности электрического поля  $E$  (рис. 6.5). В выражении (6.1)  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок.

При относительно малых значениях напряженности электрического поля  $E < 10$  кВ/см скорость дрейфа электронов  $V_n$  значительно больше скорости дрейфа дырок  $V_p$ . Для  $E=10$  кВ/см подвижности электронов и дырок составляют  $\mu_n \approx 10500$  и  $\mu_p \approx 420$   $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ , соответственно. По мере роста напряженности  $E > 20$  кВ/см достигается насыщение скоростей дрейфа носителей, и эти скорости уравниваются, например при  $E=30$  кВ/см скорости электронов и дырок составляют:  $V_n \approx 6 \cdot 10^6$  и  $V_p \approx 4,8 \cdot 10^6$  см/с, а их отношение уменьшается до  $V_n / V_p \approx 1,25$ .

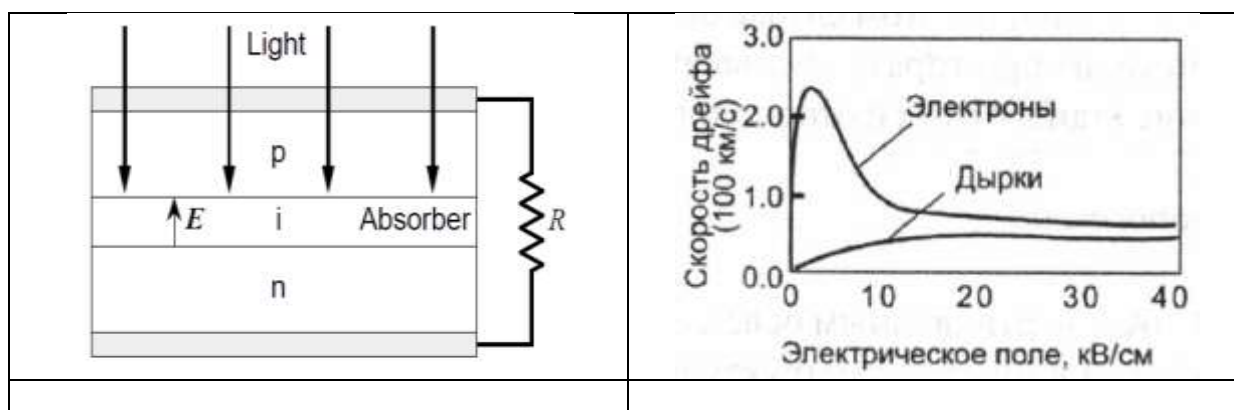


Рис. 6.5. Упрощенная конструкция  $p-i-n$  диода с вертикальным вводом (а), зависимость скорости дрейфа носителей в InGaAs от напряженности электрического поля (б).

Быстродействие  $p-i-n$  ФД, ограниченное скоростью дрейфа носителей через обедненную зону, можно оценить по импульсной характеристике этого процесса. Для

определения импульсной характеристики рассмотрим распространение короткого оптического импульса, состоящего из  $N_0$  фотонов, в обедненной  $i$  – области шириной  $w$  и коэффициентом затухания  $\alpha$ . На рис. 34 показана упрощенная конструкция р-і-п ФД. Свет идет от широкозонной сильно легированной области  $p^+$  к широкозонной области  $n^+$ . Количество фотонов дошедших до сечения  $i$  - области на расстоянии  $x$  можно определить по закону Бугера

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x). \quad (6.2)$$

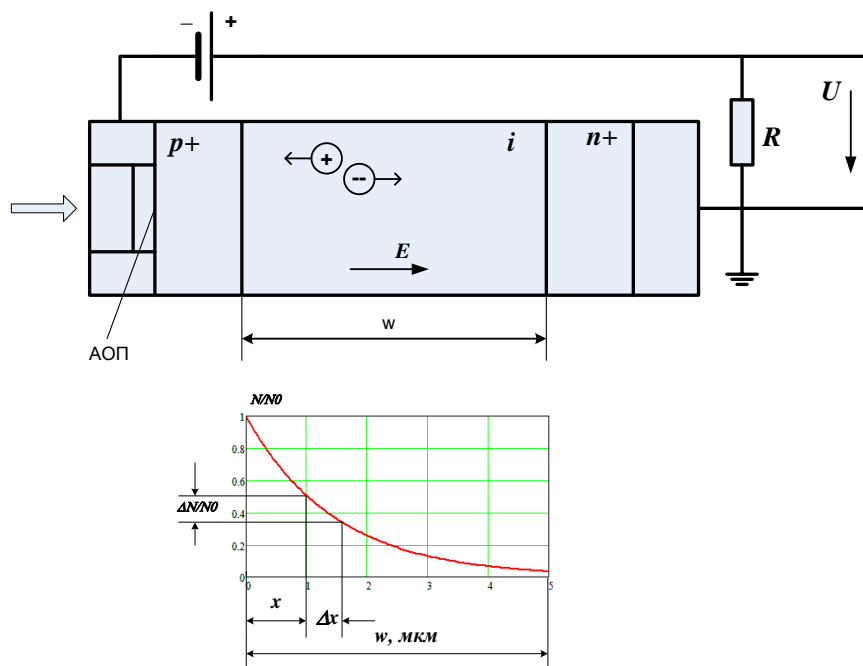


Рис. 6.6. Упрощенная схема р-і-п ФД. Изменение количества фотонов в обедненной области.

Выделим в  $i$  - области на расстоянии  $x$  тонкий слой шириной  $dx$  и определим среднее количество электронов и дырок, образовавшихся в этом слое

$$dM(x) = \eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot dx. \quad (6.3)$$

Возникшие дырки распространяются в сторону начала координат и проходят в  $i$  – области расстояние  $x$ , а электроны распространяются вдоль оси  $x$  и проходят путь  $w - x$  (рис. 6.7). Заряды двигаются (дрейфуют) под действием напряженности электрического поля  $E$ . Это движение происходит со средними постоянными, но разными для электронов  $V_n$  и дырок  $V_p$  скоростями, которые определяются их подвижностями  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , соответственно, и напряженностью  $E$  электрического поля (6.1).

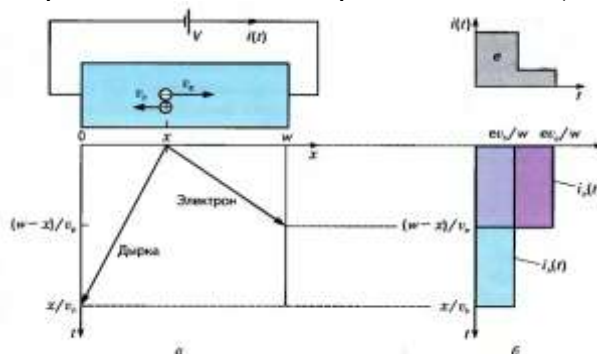


Рис. 6.7. Схема образования импульсов электронного и дырочного токов от малого участка обедненного слоя на расстоянии  $x$

Движение электронов и дырок носит случайный характер, в котором участки ускоренного движения заканчиваются остановками при столкновении зарядов с ионами кристаллической решетки, после чего ускоренное движение продолжается. Запишем выражение для средней скорости частицы массой  $m$  со средним временем между столкновениями  $\tau_{cm}$

$$V = \frac{a \cdot \tau_{cm}}{2} = \frac{e \cdot E \cdot \tau_{cm}}{2 \cdot m} = \mu \cdot E \quad (6.4)$$

Отметим, что подвижности электронов и дырок, а, следовательно, и их скорости нелинейно зависят от напряженности электрического поля  $E$  (рис. 6.5б).

Полагаем, что импульсы электронного и дырочного токов от малого участка  $dx$  на расстоянии  $x$  имеют прямоугольную форму, а их длительности  $t_n$  и  $t_p$  определяются скоростями электронов и дырок, а также проходными ими расстояниями

$$t_n(x) = \frac{w-x}{V_n} \quad t_p(x) = \frac{x}{V_p}. \quad (6.5)$$

Для прямоугольных импульсов электронного и дырочного токов от участка  $dx$  с расстояния  $x$  на временной оси  $t$  можно записать

$$dI_n(x,t) = \frac{dM(x) \cdot e}{t_n(x)} = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot V_n \cdot e}{w-x} \cdot dx \quad \text{при } 0 < t < t_n, \quad (6.6)$$

$$dI_p(x,t) = \frac{dM(x) \cdot e}{t_p(x)} = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot V_p \cdot e}{x} \cdot dx \quad \text{при } 0 < t < t_p.$$

В известных полупроводниках выполняются неравенства  $V_p < V_n$  и  $t_p > t_n$ , поэтому и общая длительность суммарного импульса тока не превышает  $w/V_p$ . Для суммарного тока из (6.6) можно записать

$$dI_{pn}(x,t) = dI_n(x,t) + dI_p(x,t). \quad (6.7)$$

Общий ток через р-и-п ФД в функции времени можно найти интегрированием (6.7) по  $x$ . Можно также воспользоваться численным методом и заменить интегрирование суммированием, если разделить ширину  $i$ -слоя и временной интервал  $w/V_p$  на достаточно большое количество  $NN$  участков. Введем обозначения:

$$x_i = i \cdot \frac{w}{NN}, \quad t_j = j \cdot \frac{w}{V_p \cdot NN}, \quad \Delta x = \frac{w}{NN}, \quad \Delta t = \frac{w}{V_p} \quad (6.8)$$

Тогда для прямоугольных импульсов электронного и дырочного токов, а также их суммы от участка  $\Delta x$  с расстояния  $x_i$  на временной оси  $t_j$  из (6.6) и (6.7) можно записать

$$\Delta I_n(x_i, t_j) = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x_i) \cdot V_n \cdot e}{w-x_i} \cdot \frac{w}{NN} \quad \text{при } 0 \leq t_j \leq t_n \quad (6.9)$$

$$\Delta I_n(x_i, t_j) = 0 \quad \text{при } 0 > t_j > t_n$$

$$\Delta I_p(x_i, t_j) = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x_i) \cdot V_p \cdot e}{x_i} \cdot \frac{w}{NN} \quad \text{при } 0 \leq t_j \leq t_p$$

$$\Delta I_p(x_i, t_j) = 0 \quad \text{при } 0 > t_j > t_p$$

$$\Delta I_{pn}(x_i, t_j) = \Delta I_n(x_i, t_j) + \Delta I_p(x_i, t_j)$$

Изменения полного тока во времени (импульсную характеристику ФД) можно определить по следующему выражению

$$I_{pn}(t_j) = \sum_{i=0}^{NN-1} [\Delta I_n(x_i, t_j) + \Delta I_p(x_i, t_j)] \quad (6.10)$$

Приведем результаты расчетов для следующих исходных данных:  $w=3$  мкм,  $\alpha=0.68$  1/мкм при  $\lambda=1550$  нм,  $N_0=1000$  и  $NN=1000$  для двух вариантов:

1.  $E=10$  кВ/см,  $\mu_n = 10500$  см<sup>2</sup>/(В с) и  $\mu_p = 420$  см<sup>2</sup>/(В с)  
 $V_n=1.05 \cdot 10^8$  см/с,  $V_p=4.2 \cdot 10^6$  см/с [3]

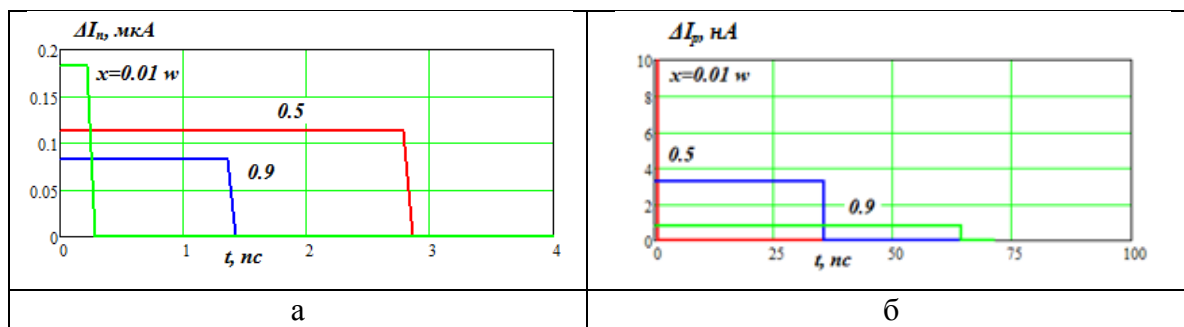


Рис. 6.8. Импульсы электронного и дырочного токов от участка  $\Delta x$  с расстояния  $x_i$ .

На рис. 6.8 все импульсы электронного и дырочного токов возникают практически одновременно, т.к. смещением локальных импульсных характеристик во времени можно пренебречь из-за очень высокой скорости света по сравнению со скоростями движения электронов и дырок.

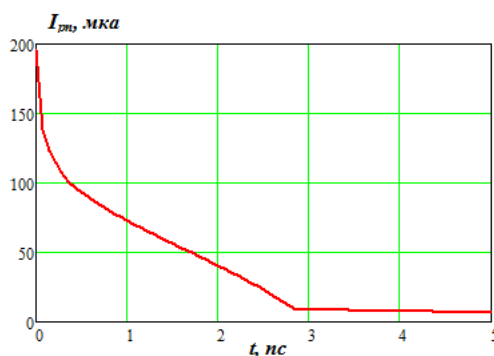


Рис. 6.9. Импульсная характеристика p-i-n ФД при  $E=10$  кВ/см

Результаты расчетов доказывают высокое быстродействие p-i-n ФД, однако оно очень критично к напряжению питания.

Рассмотрим теперь, как влияет на импульсные характеристики толщина обедненного слоя  $w$  в предположении, что  $V_n \approx V_p$ . Это условие обычно выполняется, когда к ФД приложено напряжение достаточное для насыщения скорости дрейфа носителей (-3...5 В), а входная оптическая мощность меньше мощности насыщения диода (~1 мВт).



$$2. V_n = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с} \quad V_p = 4.8 \cdot 10^6 \text{ см/с}$$

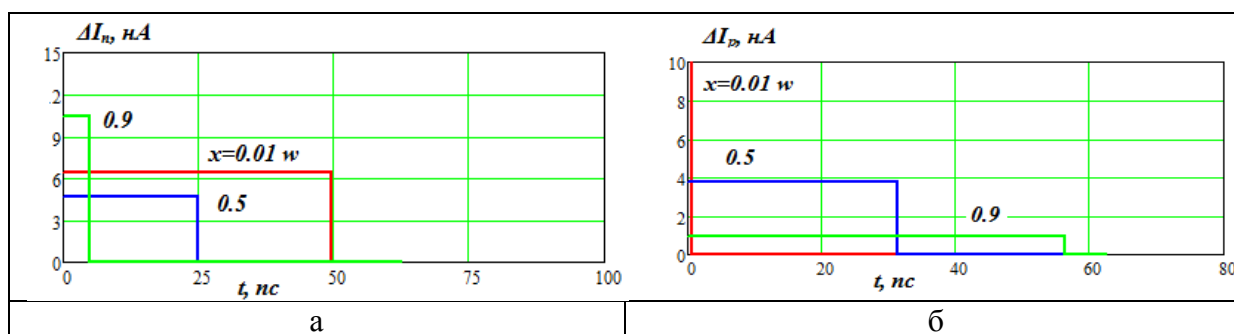


Рис. 6.10. Импульсы электронного и дырочного токов от участка  $\Delta x$  с расстояния  $x_i$ .

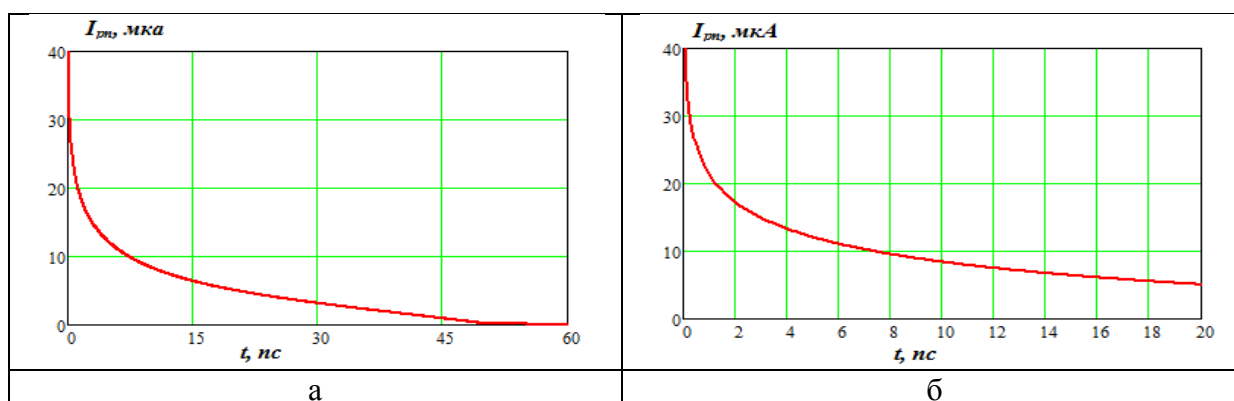


Рис. 6.11. Импульсная характеристика p-i-n ФД при  $E=30$  кВ/см

Результаты расчетов показали, что быстродействие существенно снизилось, но зато оно практически не зависит от напряжения питания. Уменьшая ширину обедненной зоны можно повысить быстродействие.

Для приближенных оценок быстродействия при  $V_n \approx V_p$  можно полагать форму импульсной характеристики прямоугольной с длительностью

$$t_u = \frac{w}{V_n}. \quad (6.11)$$

Ширину спектра этого прямоугольного импульса принято использовать для оценки снизу ширины полосы пропускания ФД. Спектр прямоугольного импульса длительностью  $w/V_n$  описывается выражением (рис. 6.12)

$$\frac{I_{ph}(f)}{I_{ph}(0)} = \frac{\sin(\pi \cdot f \cdot w/V_n)}{\pi \cdot f \cdot w/V_n}. \quad (6.12)$$

Ему соответствует ширина полосы (по уровню -3 дБ).

$$\Delta f_{dr} = 0.45 \cdot V_n / w \quad (6.13)$$

Подставив в (103)  $V_n = 6 \cdot 10^6$  см/с, получим приближенное выражение

$$\Delta f_{dr} = 30 \text{ ГГц} / w, \quad (6.14)$$

где  $w$  выражается в мкм.

Для ФД с шириной  $i$  слоя  $w = 1$  и  $3$  мкм  $\Delta f_{dr} \approx 30$  и  $10$  ГГц, соответственно.

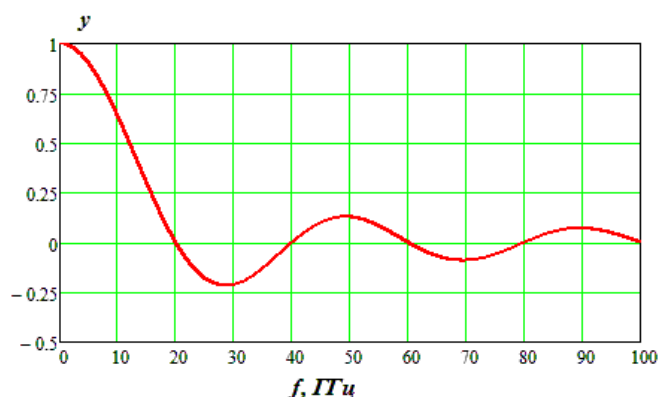


Рис. 6.12. Спектр прямоугольного импульса фототока, возникающего в обедненном слое. Расчет выполнен для ширины обедненного слоя  $w=3$  мкм при скорости электронов  $V_e = 6 \cdot 10^6$  см/с.

Отметим, что при  $w \ll 1/\alpha$  ( $\alpha = 0,68$  мкм<sup>-1</sup> - коэффициент поглощения InGaAs на  $\lambda = 1,55$  мкм) места рождения носителей распределены однородно. В этом случае форма импульсной характеристики близка к треугольной (рис. 6.13а). При  $w \gg 1/\alpha$  место рождения носителей распределено экспоненциально, и импульсная характеристика приобретает хвост (рис 6.13б). (Можно провести расчеты)

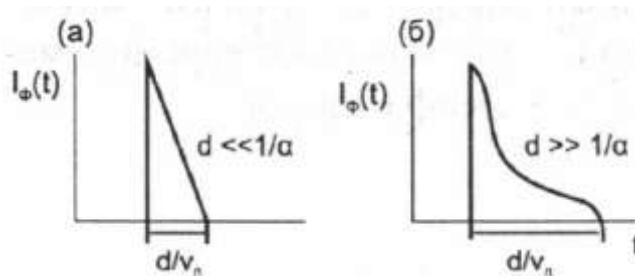


Рис. 6.13. Импульсные характеристики при  $V_n \approx V_p$

Постоянная времени  $RC$  цепи ФД (рис. 6.4б) ограничивает полосу пропускания значением

$$\Delta f_{RC} = 1/(2\pi \cdot R_n \cdot C_\Sigma), \quad (6.15)$$

где  $C_\Sigma = C_{pn} + C_{dp}$  — емкость ФД с учетом УФТ;

$R_n$  — сопротивление обратной связи (нагрузки);

$C_{pn} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S / w$  - барьерная емкость  $p$ - $n$  перехода, которая определяется площадью обедненного слоя  $S$  и шириной обедненного слоя  $w$ ;

$\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость (для InGaAs  $\varepsilon = 14,1$ );

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{12}$  Ф/м - электрическая постоянная;

$C_{dp}$  - дополнительная емкость, которая складывается из емкости корпуса и монтажа.

Например, у ФД с вертикальным освещением типичное значение диаметра  $p$ - $n$  перехода  $D=30..40$  мкм (диаметра апертуры  $10..20$  мкм). При  $D = 35$  мкм и  $w = 1$  мкм получим  $C_{pn}=0,12$  пФ. Сопротивление нагрузки  $R_n$  выбирают из условия компромисса между чувствительностью ФПУ и быстродействием. Для типичных значений  $R_n = 100$  ом и  $C_\Sigma = C_{pn} + C_{dp} = 0,3$  пФ получим  $\Delta f_{RC}=5$  ГГц, что явно недостаточно для  $B = 40$  Гбит/с. Влияние постоянной времени  $RC$  можно существенно уменьшить с помощью

трансимпедансного УФТ, частотная характеристика которого имеет подъем на высоких частотах.

В принципе полоса пропускания ФД с УФТ  $\Delta f_{\text{УФТ}}$  может превышать полосу  $\Delta f_{\text{RC}}$ . Это возможно в том случае, когда произведение коэффициента усиления  $K_{\text{oy}}$  операционного усилителя (ОУ), на базе которого создан трансимпедансный УФТ, на полосу его пропускания  $\Delta f_{\text{oy}}$  значительно превышает  $\Delta f_{\text{RC}}$ , т.е.

$$K_{\text{oy}} \cdot \Delta f_{\text{oy}} \gg \Delta f_{\text{RC}}. \quad (6.16)$$

Величину произведения  $K_{\text{oy}} \cdot \Delta f_{\text{oy}}$  часто называют частотой единичного усиления ОУ, которая в первую очередь определяется частотой единичного усиления (частотой отсечки) используемых транзисторов

$$f_T = \Delta f \cdot \beta, \quad (6.17)$$

где  $\Delta f$  – ширина полосы пропускания транзисторного каскада при коэффициенте усиления по току равном  $\beta$ .

Максимальная частота отсечки ограничивается размерами элементов интегральной схемы (ИС) и межэлементных соединений. Она с каждым годом увеличивается с улучшением точности литографии. Существует ряд транзисторов, пригодных для создания сверхвысокочастотных (СВЧ) интегральных схем (ИС), в том числе и ОУ.

Находят применение: гетеропереходный биполярный транзистор (HBT-Heterojunction Bipolar Transistor),

транзистор с высокой подвижностью электронов (HEMT - High Electron Mobility Transistor),

и полевой транзистор со структурой «метал — полупроводник» (MESFET — Metal Semiconductor Field Effect Transistor) на подложке из GaAs или InP. Максимальной частотой отсечки  $f_T=150$  ГГц обладают гетеропереходный биполярный транзистор и транзистор с высокой подвижностью электронов на основе InP. При этом пропорционально частоте отсечки  $f_T$  увеличивается и максимальная скорость передачи  $B < f_T / (3 - 5) = 50-30$  ГГц.

Полоса пропускания ФД, ограниченная постоянной времени ФД, при использовании УФТ на СВЧ транзисторах может быть оценена, как среднее геометрическое полос пропускания по частоте отсечки транзисторов  $f_T$  и постоянной времени RC цепи  $f_{\text{RC}}$  по выражению [3]

$$\Delta f_{\text{УФТ}} \cong 1.5 \cdot \sqrt{f_T \cdot \Delta f_{\text{RC}}} \quad (6.18)$$

При  $f_T = 150$  ГГц и  $\Delta f_{\text{RC}} = 5$  ГГц  $\Delta f_{\text{УФТ}} = 40$  ГГц.

На частотах 40 ГГц и выше необходимо учитывать не только емкости p-n переходов и полосковых линий (выводов), но и паразитные индуктивности выводов линий длиной в несколько десятков микрометров. На СВЧ интегральную схему ОУ уже нельзя рассматривать, как состоящую из дискретных элементов (резисторов, конденсаторов, индуктивностей и транзисторов), а ее частотные и временные характеристики плохо поддаются расчетам с использованием эквивалентных схем из дискретных элементов. Анализ частотных характеристик СВЧ цепей проводится обычно с помощью, так называемых  $S$  – параметров (нужны пояснения). Существенное увеличение ширины полосы усиления в СВЧ диапазоне возможно при использовании в качестве УФТ усилителей бегущей волны (TWA – Traveling Wave Amplifier). Такой усилитель представляет собой каскадное соединение СВЧ транзисторов, в которых индуктивности соединений  $L$  и емкости p/n переходов  $C$  образуют линию с

распределенными параметрами, которая требует согласования по входу и выходу для реализации режима бегущих волн. При этом частота отсечки усилителей TWA

$$f_{TWA} = \frac{\sqrt{L \cdot C}}{2\pi} > f_T \quad (6.19)$$

может превышать частоту отсечки этих транзисторов  $f_T$ .

### 6.3. Вертикальное и торцевое освещение

В ФД с **вертикальным** освещением толщина  $w$  поглощающего  $i$ -слоя влияет одновременно на ширину полосы электрического тракта ( $\Delta f_{op} = 0,45 V_{op}/w$ ) и квантовую эффективность  $\eta \approx (1 - e^{-\alpha w})$ . **Возможна оптимизация**. Чем меньше толщина поглощающего слоя, тем больше быстродействие ФД и тем меньше его квантовая эффективность и соответственно токовая чувствительность. В быстродействующих ФД толщина поглощающего слоя мала, и обычно выполняется условие  $\alpha w \ll 1$ . В этом случае произведение  $\eta \Delta f_{op}$  не зависит от  $w$ , а определяется только конструкцией диода. Так в однопроходном ФД с вертикальным освещением  $\eta \approx \alpha w$  и  $\eta \Delta f_{op} \approx 0,45 V_{op} \alpha \approx 18$  ГГц.

Существуют конструкции многопроходных ФД (рис. 6.14) с наклонным вводом излучения. Например, в двухпроходном ФД с идеально отражающим контактом  $\eta \approx 2\alpha d$  и  $\eta \Delta f_{op} \approx 0,9 V_{op} \alpha \approx 36$  ГГц. При наклонном освещении ФД произведение  $\eta \Delta f_{op}$  в пределе можно увеличить еще в 1,5 раза. ФД с вертикальным освещением эффективны вплоть до скорости передачи в 40 Гбит/с. Конструктивно они проще ФД с торцевым освещением (рис. 6.15) и значительно дешевле.

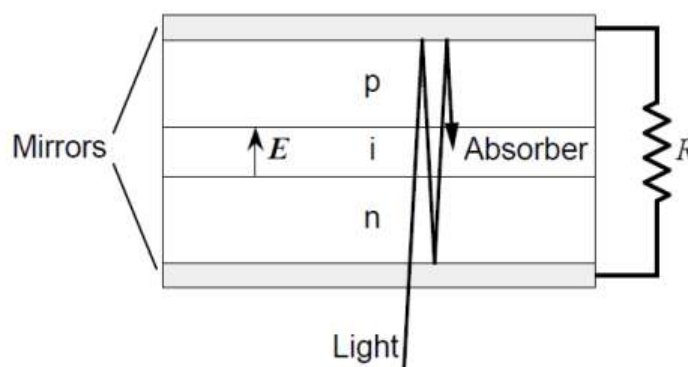


Рис. 6.14. Многопроходный ФД с косым освещением

Однако дальнейшее повышение быстродействия ФД возможно только при торцевом вводе в него излучения. В ФД с торцевым освещением (рис. 6.15) свет распространяется параллельно поглощающему слою, а носители дрейфуют перпендикулярно этому слою. Электроды ФД образуют полосковую линию. Если волновое сопротивление этой линии  $Z_0$  значительно меньше сопротивления нагрузки, то такой приемник принципиально не отличается от вертикального, но расстояние, на котором свет поглощается в обедненном слое может быть увеличено. К сожалению, при этом возрастает и емкость p-n перехода. Ситуация изменяется, если полосковую линию нагрузить на сопротивление равное волновому. Такие приемники называют распределенными ФД со структурой бегущей волны. В этом случае электрический сигнал в ФД формируется вдоль всей длины этой линии. Быстродействие может быть существенно увеличено, т.к. снимаются ограничения на быстродействие, свойственные ФД с дискретными элементами, из-за постоянной времени RC.

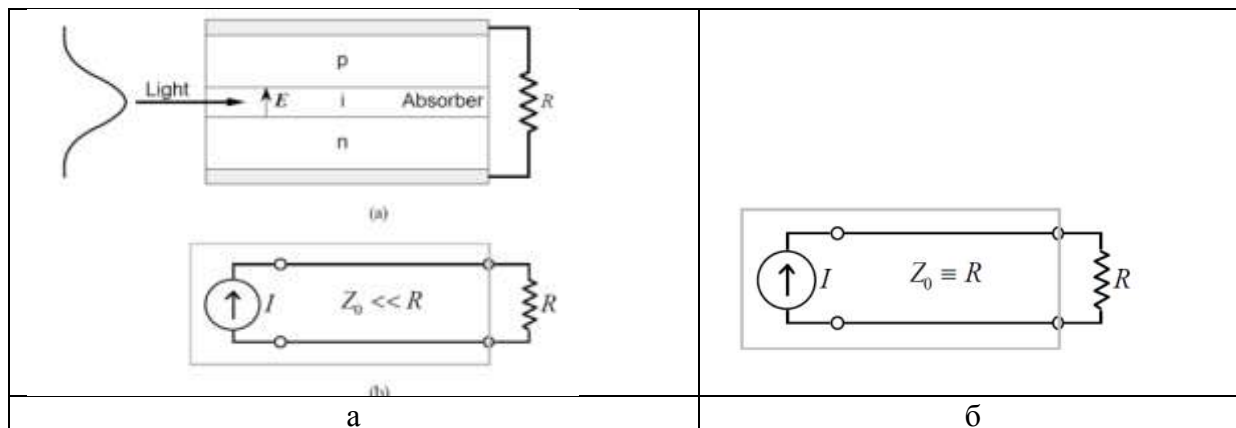


Рис. 6.15. Принцип действия торцевого ФД с распределенными параметрами

Ширина полосы  $\Delta f_{dp}$  по-прежнему определяется формулой (6.14), а квантовая эффективность  $\eta$  зависит теперь не только от толщины  $w$ , но и от длины этого слоя  $d$ , которая может быть значительно больше  $w$ . Поэтому в торцевых ФД можно достичь одновременно и большей ширины полосы, и большей квантовой эффективности.

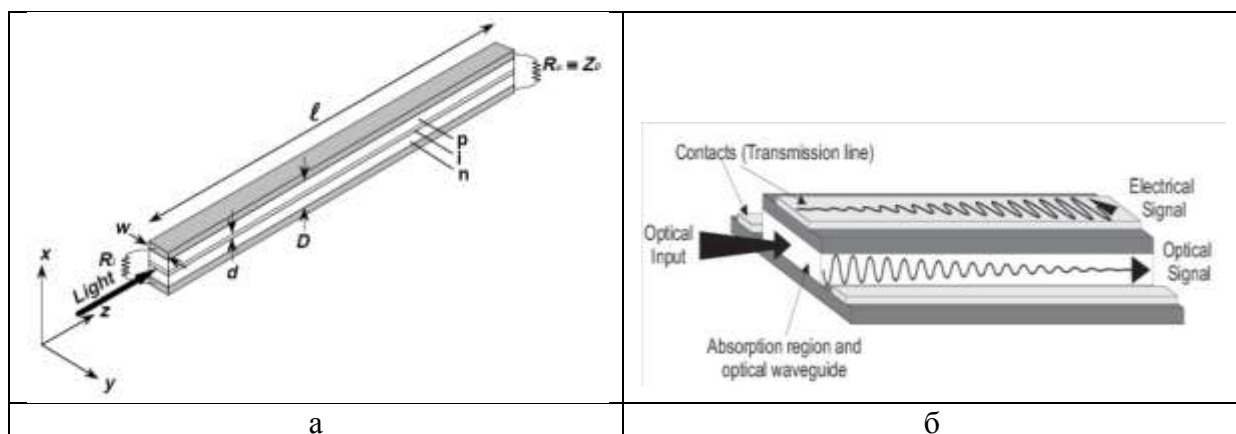


Рис. 6.16. Упрощенные конструкции торцевых p-i-n ФД (а и б) и изменения оптического и электрического сигнала вдоль обедненного слоя (б)

Быстродействие распределенных ФД ограничивается временем дрейфа носителей в поперечном направлении через обедненный слой, а также рассогласованием групповых скоростей оптической волны в волноводе и электрической волны в полосковой линии. На рис. 6.17 показана эквивалентная схема малого участка полосковой линии. Она содержит два двухполюсника продольного  $Z$  и поперечного  $Y$ . На каждом участке имеется источник фототока  $I_{ph}$ , который возникает на участке  $\Delta Z$  обедненной области.

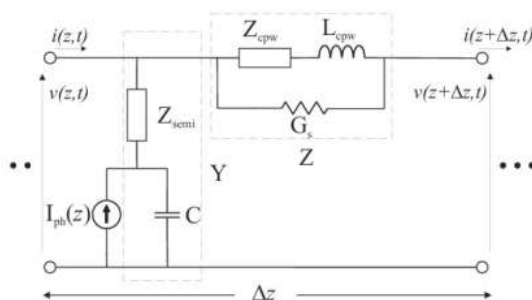


Рис. 6.17. Эквивалентная схема малого участка  $\Delta Z$  полосковой линии

Запишем выражение для волнового сопротивления  $Z_0$ , постоянной распространения  $\gamma$  и скорости  $V_e$  распространения электромагнитной волны в полосковой линии с обозначениями, приведенными на эквивалентной схеме полосковой линии (рис. 6.17)

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{(j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw}) \cdot (1 + j\omega \cdot C \cdot Z_{semi})}{j\omega \cdot C \cdot [1 + G_s \cdot (j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw})]}} \quad (6.20)$$

$$\gamma = \sqrt{Z \cdot Y} = \sqrt{\frac{j\omega \cdot C \cdot (j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw})}{(1 + j\omega \cdot C \cdot Z_{semi}) \cdot [1 + G_s \cdot (j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw})]}} \quad (6.21)$$

Сравнение скоростей распространения оптического излучения в обедненном слое и скорости распространения электромагнитной волны в полосковой линии показало, что оптическое излучение распространяется медленнее. Для выравнивания этих скоростей в конструкцию ФД добавляют дискретные элементы с периодом  $d$  и емкостью  $C_{pd}$ , как показано на рис. 6.18.

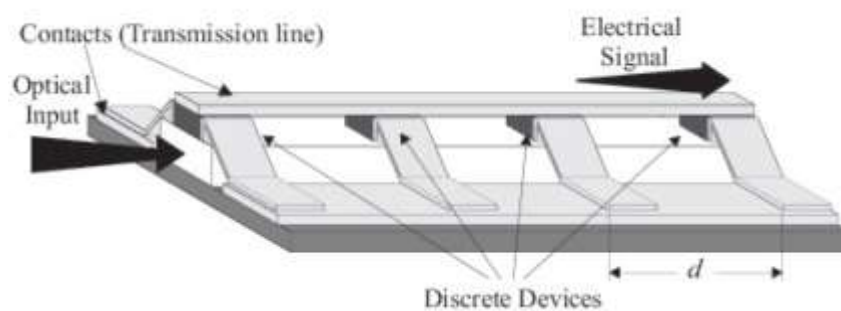


Рис. 6.18. Конструкция ФД распределенной конструкции с дискретными элементами, позволяющими выравнять скорости оптической и электромагнитной волн.

Для волнового сопротивления и скорости распространения электромагнитной волны модифицированной линии можно записать упрощенные выражения

$$Z_0(\omega) = \sqrt{\frac{L_{cwp}(\omega)}{C_{cwp}(\omega) + C_{pd}/d}} \quad (6.22)$$

$$V_e(\omega) = \frac{1}{\sqrt{[C_{cwp}(\omega) + C_{pd}/d] \cdot L_{cwp}(\omega)}} \quad (6.23)$$

Эти скорости удается уравнять в распределенном ФД с периодической замедляющей структурой (рис. 6.19б), где была достигнута ширина полосы 172 ГГц при высокой квантовой эффективности 42%.

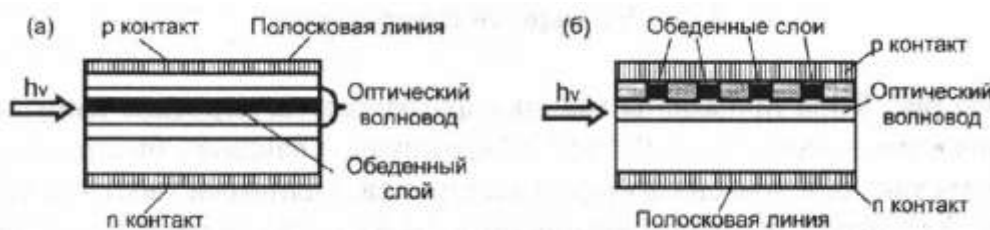


Рис. 6.19. Схемы распределенных ФД, (а) структура ФД бегущей волны с полосковой линией, (б) с полосковой линией и с замедляющей структурой

Одним из недостатков ФД с торцевым освещением является сложность ввода излучения из ОВ в обедненный слой малой толщины. Это требует тщательной юстировки при их изготовлении, увеличивает стоимость торцевых ФД, что особенно существенно для DWDM систем с большим числом спектральных каналов и фотоприемников. Кроме того торцевые ФД обладают склонностью к насыщению (рассмотрим ниже) и значительной зависимостью чувствительности от состояния поляризации входного излучения, которую называют поляризационной зависимостью потерь (PDL - Polarization Depended Loss).

## 6.4. Насыщение

Рассмотрим, как проявляет себя насыщение ФД. На рис. 6.20а приведены экспериментально определенные отклики ФД на короткие импульсы с энергией, изменяющейся от 0,2 до 2 пДж/импульс. Основная, быстрая компонента отклика обусловлена дрейфом электронов, а длинный хвост - дрейфом дырок. Амплитуда основной компоненты насыщается быстро, а ее ширина при этом меняется медленно. Действительно при увеличении энергии с 0.2 до 0.6 пДж/импульс амплитуда отклика возрастает практически линейно, т.е. в 3 раза с 0.2 до 0.6 В (без учета пьедестала). А при увеличении энергии с 0.6 до 2 пДж/импульс, т.е. более чем в 3 раза амплитуда возрастает с 0.6 до 1 В, т.е. меньше чем в два раза. Это иллюстрирует эффект насыщения реакции ФД, т.е. уменьшение его чувствительности. Это можно объяснить тем, что с увеличением сигнала плотность фототока и количество генерируемых светом зарядов, образующихся в  $i$ -слое, возрастает, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля в обедненном слое. Это, так называемый, пространственный заряд.

В частотной области эффект насыщения приводит к уменьшению чувствительности ФД на высоких частотах, но не меняет его величину на низких частотах.

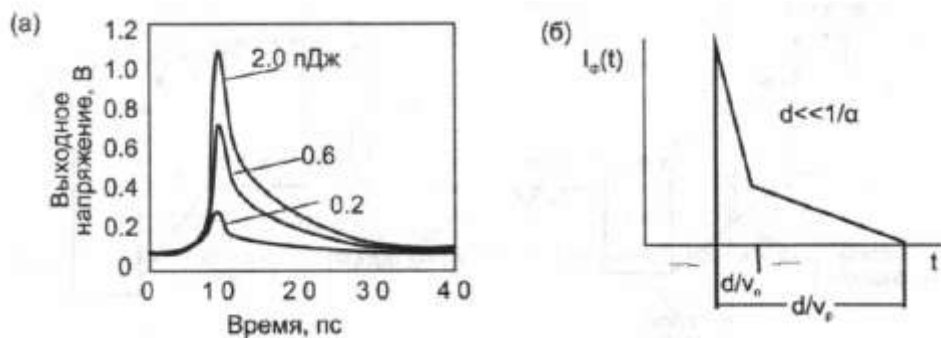


Рис. 6.20. Импульсный отклик PIN диода; (а) эксперимент с импульсами мощностью от 0,2 до 2,0 пДж/импульс; (б) расчет при  $V_n \gg V_p$  и  $d \ll 1/a$

Для того чтобы устранить эффект насыщения и увеличить допустимую мощность на входе ФД, надо тем или иным способом ослабить эффект уменьшения (экранирования) электрического поля пространственным зарядом носителей, генерируемых светом. Плотность этого пространственного заряда  $n$ , т.е. количество зарядов в единице объема пропорциональна плотности фототока  $j$  и обратно пропорциональна скорости дрейфа носителей:

$$n = j / (q \cdot V_{др}) \quad (6.24)$$

Таким образом, надо или уменьшить плотность фототока  $j$ , или увеличить скорость дрейфа носителей  $V_{др}$ . Для уменьшения плотности тока надо увеличивать

площадь обедненного слоя. В ФД с вертикальным вводом (рис. 6.4, 6.6) увеличение площади обедненного слоя не эффективно, т.к. уменьшает соотношение между освещенной и общей площадью обедненного слоя и приводит к увеличению темнового тока, а следовательно к увеличению шумов. В ФД с торцевым вводом (рис. 6.15, 6.16) плотность фототока максимальна у входного торца и уменьшается по мере распространения света в обедненном слое. Эффекты насыщения особенно сильно выражены вблизи входного торца ФД.

Уменьшить требования к точности юстировки, более однородно распределить поглощенную мощность вдоль основного волновода и тем самым уменьшить эффект насыщения в  $i$ -слое можно, используя согласующие оптические волноводы (рис. 6.21), в которые вводится регистрируемое излучение. Излучение, распространяющееся в согласующем волноводе, постепенно переходит в основной волновод, где и поглощается. Одновременно с уменьшением эффекта насыщения уменьшается и PDL.

В схеме на рис. 6.21а однородное распределение мощности формируется с помощью конического перехода в одномодовом волноводе, расположенном между согласующим волноводом и обедненным слоем; в схеме на рис. 6.21б - с помощью специально подобранной структуры многомодового согласующего волновода. (конструкция не вполне понятна)

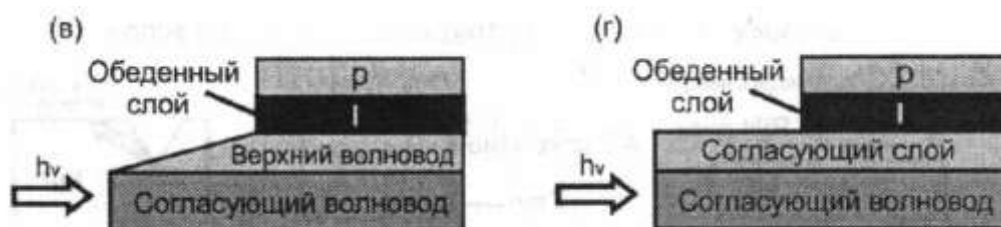


Рис. 6.21. Схемы PIN диодов с боковым (торцевым) освещением, (а) с коническим верхним волноводом и частично проникающим в обедненный слой полем волны, (б) с многомодовым согласующим волноводом и частично проникающим в обедненный слой волны

Дальнейший прогресс в развитии высокоскоростных фотоприемников связан с разработкой ФД с носителями одного типа (UTC-PD - Uni-Traveling Carrier - PhotoDiode), в которых заряд переносится только электронами, скорость дрейфа которых в пике на порядок больше скорости дырок (рис. 6.5б).

Структура энергетических зон в UTC-PD в основном такая же, как и в стандартных ФД, изменен только материал слоев: обедненный слой ( $i$ -слой) изготовлен из InP, а  $p$ -слой - из InGaAs (рис. 6.22б). В стандартных же ФД наоборот:  $i$ -слой изготовлен из InGaAs, а  $p$ -слой - из InP (рис. 6.22а). В UTC-PD свет поглощается в  $p$ -слое. Генерированные светом дырки **быстро релаксируют**, так как они являются основными носителями в  $p$  слое, а генерированные светом электроны диффундируют к обедненному слою и далее движутся в нем со скоростью дрейфа. Диффузия электронов в обратном направлении **блокируется** слоем из  $p$  InGaAsP. Таким образом, перенос заряда в UTC-PD осуществляется носителями только одного типа, причем самыми быстрыми, т.е. электронами.

$$|z(\omega)| = \frac{I_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau_a)^2} \sqrt{1 + (\omega\tau_c)^2}} \left| \frac{\sin(\omega\tau_t/2)}{\omega\tau_t/2} \right|$$

Diffusion time in absorbing layer  $\rightarrow$   $\tau_a$

RC time constant  $\rightarrow$   $\tau_c$

Transit-time in collector  $\rightarrow$   $\tau_t$



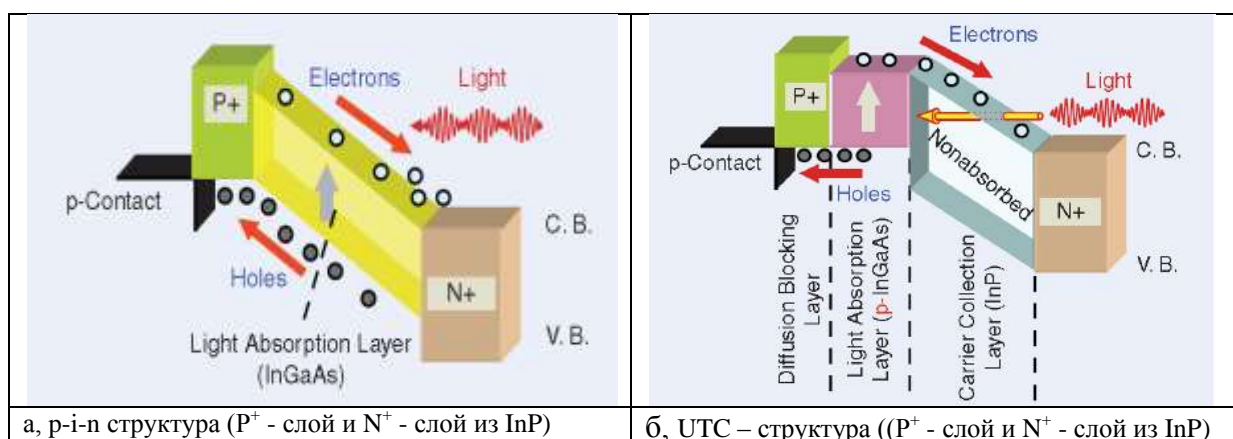


Рис. 6.22. Структура энергетических зон PIN диодов; (а) стандартного, (б) с носителями одного типа (UTC)

На рис. 6.23 показаны типичные реакции на световой импульс двух типов ФД UTC-PD и p-i-n ФД. Видно, что выходные импульсы UTC-PD имеют крутые передний и задний фронты, у них практически отсутствуют хвосты на заднем фронте, которые характерны для p-i-n ФД.

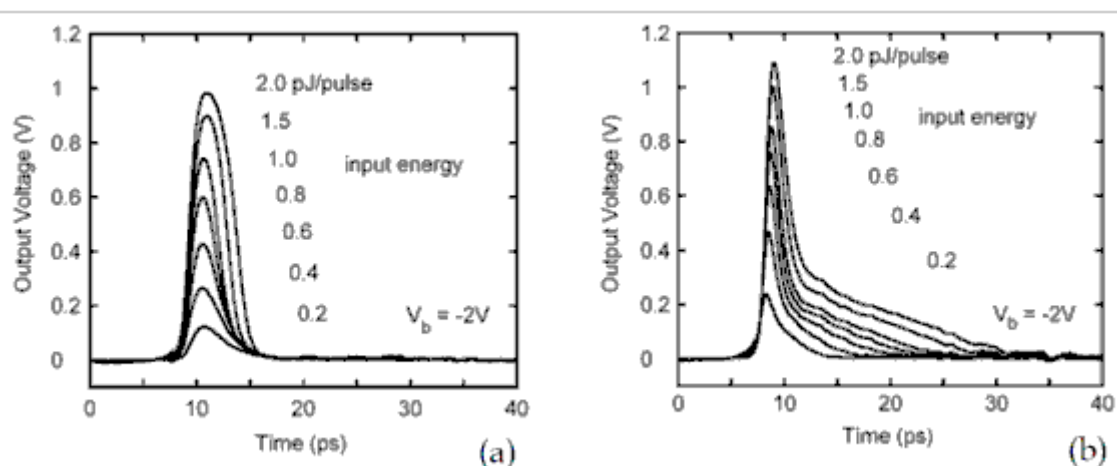


Рис. 6.23. Типичные реакции на световой импульс UTC-PD (а) и p-i-n ФД (б)

Быстродействие UTC-PD ограничивается временем диффузии электронов в p-слое из p InGaAs и временем их дрейфа через обедненный слой из InP. Скорость дрейфа электронов в InP (она примерно такая же, как и в InGaAs) заметно больше скорости диффузии электронов в p InGaAs. Поэтому в быстродействующих UTC-PD p-слой делают тонким ( $< 0,3$  мкм). У такого ФД квантовая эффективность получается маленькой. Например, UTC-PD с шириной полосы 114 ГГц обладает квантовой эффективностью 13% при токе насыщения 76 мА, что соответствует напряжению 1.9 В на нагрузке 25 Ом.

Для того чтобы увеличить квантовую эффективность, необходимо увеличить толщину поглощающего слоя из InGaAs. В стандартных ФД поглощающий слой полностью обеднен (рис. 6.22а). При большой оптической мощности толщина поглощающего слоя ограничена плохой проводимостью InGaAs. В UTC-PD поглощающий слой легирован акцепторами (p-слой) (рис. 6.22б). В быстродействующих UTC-PD толщина поглощающего слоя ограничена временем диффузии электронов.

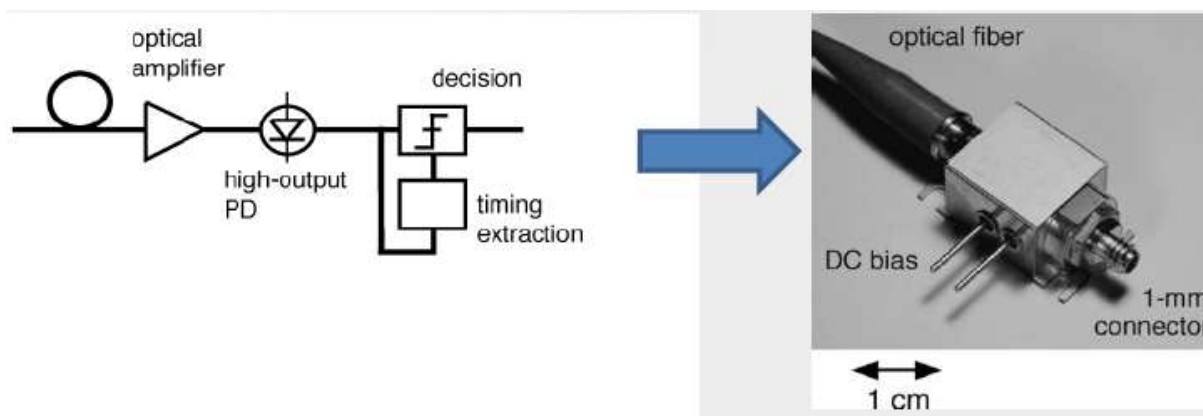


Рис. 6.24. Упрощенная схема и внешний вид быстродействующего ФД UTC-PD.

Дальнейший прогресс в создании быстродействующих ФД связан с разработкой ФД с частично обедненным поглощающим слоем (PDA-PD, Partially Depleted Absorber Photodiodes). В них p-слой и i-слой изготавливаются из InGaAs или из нескольких слоев InGaAs и InP (рис. 6.25в). Они обладают одновременно большой квантовой эффективностью, большой мощностью насыщения и большим быстродействием. Например, в одной из последних конструкций PDA-PD токовая фоточувствительность составила  $S = 1 \text{ A/Bm}$  ( $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ ) при произведении тока насыщения на полосу, равном  $920 \text{ mA ГГц}$  (при  $\Delta f = 40 \text{ ГГц}$ ).

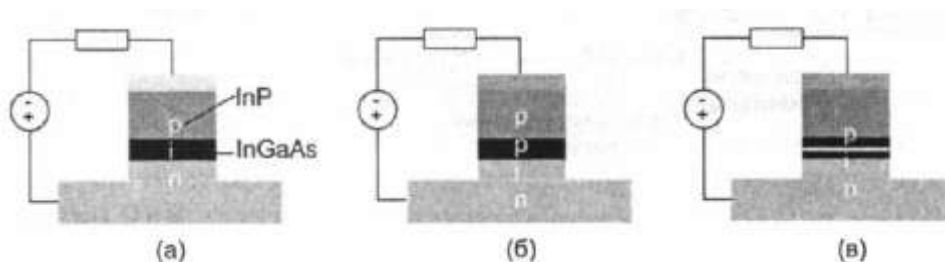


Рис. 4.25. Структуры PIN ФД; (а) стандартный ФД, (б) ФД с носителями одного типа (UTC-PD), (в) ФД с частично обедненным поглощающим слоем (PDA-PD)

Быстродействующие ФД с большой мощностью насыщения являются ключевыми элементами в высокоскоростных фотоприемниках, передатчиках, измерительных системах и многих других высокоскоростных устройствах.

В высокоскоростных фотоприемниках при  $B=40 \text{ Гбит/с}$  и выше вместо широкополосных электрических усилителей (сложность изготовления которых увеличивается с ростом частоты) о используют оптические усилители (рис. 6.2). В них сигнал с выхода трансимпедансного УФТ подается непосредственно на вход регенератора. Однако при этом необходимо, чтобы мощность насыщения ФД была почти на порядок больше чем у стандартных ФД ( $\sim 1 \text{ мВт}$ ).

Сравнительно высокое напряжение, получаемое с выхода UTC и PDA ФД, дает возможность управлять другими оптоэлектронными устройствами и создавать полностью оптические устройства для регенерации, мультиплексирования и коммутации оптических сигналов. В качестве примера рассмотрим демультимплексор, работающий во временной области, использующий электроабсорбционный модулятор бегущей волны (PD-EAM), напряжение управления на который подается с PDA-PD [3]. Оно применялось, например, в качестве высокоскоростного затвора (рис. 6.26) для демультимплексирования  $320 - 10 \text{ Гбит/с}$  и для преобразования длины волны сигналов, передаваемых со скоростью  $100 \text{ Гбит/с}$ .

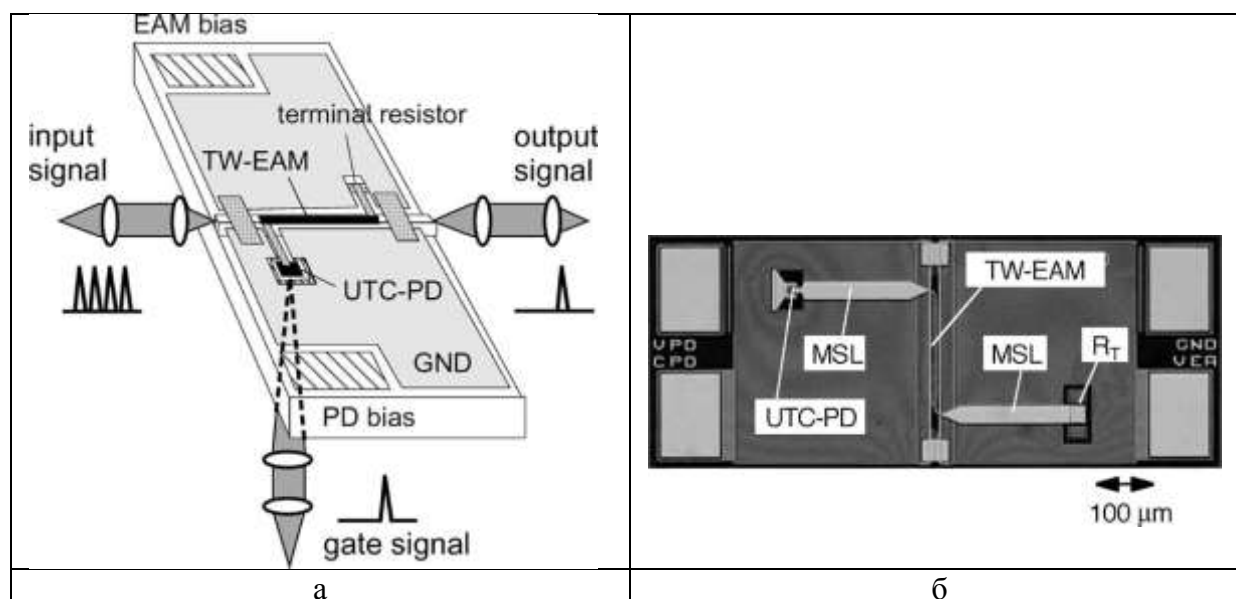


Рис. 6.26. Схема оптического мультиплексора (затвора) с UTC ФД и электроабсорбционным модулятором (ЕАМ) бегущей волны

### Литература

1. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: Учебное пособие. В 2 т. Т.1/ Б. Салех, М. Тейх – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2012.- 760 с.
2. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: Учебное пособие. В 2 т. Т.2/ Б. Салех, М. Тейх – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2012.- 784 с.
3. Листвин В.Н., Трещиков В.Н. DWDM системы: научное издание.- М.: Издательский дом «Наука», 2013.- 300 с.