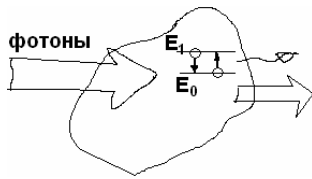


Спонтанные и вынужденные переходы. Лазеры.



При попадании света в вещество происходит обмен между **фотонами входного светового пучка** и **вынужденными переходами электронов среды**.

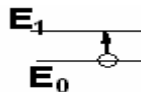
Спектральная объёмная плотность излучения W_ω – var.

$$\text{Закон сохранения энергии: } \frac{dW_\omega}{dt} = \hbar\omega B_{10} N_1 \cdot W_\omega - \hbar\omega B_{01} N_0 \cdot W_\omega = \hbar\omega B \cdot W_\omega \cdot (N_1 - N_0) \quad (9.0)$$

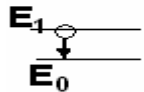
Здесь $B_{10} = B_{01} = B$ – коэффициенты Эйнштейна, характеризуют вероятности переходов: с $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 0$. Имеют размерность [1/с]

N_1 и N_0 – концентрации атомов, у которых внешние электроны расположены на уровне 1 и 0

Спонтанные и вынужденные переходы:



- это вынужденный переход, т.к. возможен только под действием падающего излучения или какого-либо другого взаимодействия.



- может быть как спонтанным, так и вынужденным

$$\text{Условие динамического равновесия Эйнштейна: } M_{10}^{(C)} + M_{10}^{(B)} = M_{01}^{(B)} \quad (9.1)$$

Иными словами, в равновесной среде сумма спонтанных и вынужденных переходов вида $0 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 0$ остаётся неизменной.

Здесь обозначено: $M_{10}^{(C)} = N_1 \cdot A_{10}$, A_{10} – коэффициент Эйнштейна, характеризующий вероятность спонтанного перехода

$$M_{10}^{(B)} = N_1 \cdot B_{10} \cdot W_\omega \text{ и } M_{01}^{(B)} = N_0 \cdot B_{01} \cdot W_\omega$$

Вынужденные переходы зависят от ВХОДНОЙ ПЛОТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ.

Соотношение (9.1) начинает иметь вид:

$$N_1 \cdot A_{10} + N_1 \cdot W_\omega \cdot B_{10} = N_0 \cdot W_\omega \cdot B_{01} \quad (9.2)$$

В равновесном состоянии вещество подчиняется распределению Больцмана:

$$N_1 = A \cdot e^{-E_1/kT} \text{ и } N_0 = A \cdot e^{-E_0/kT}; \quad A - \text{нормированная постоянная.}$$

Подставляя в выражение (9.2), получаем:

$$A_{10} \cdot e^{-E_1/kT} + B_{10} \cdot e^{-E_1/kT} \cdot W_\omega = B_{01} \cdot e^{-E_0/kT} \cdot W_\omega \quad (9.3)$$

$B_{10} = B_{01}$, так как при $T \rightarrow \infty$ из физических соображений очевидно, что $W_\omega \rightarrow \infty$. Если после этого разделить обе части выражения (9.3) на W_ω , то и получим: $B_{10} = B_{01}$.

Из (9.3) следует формула Эйнштейна для объёмной спектральной плотности излучения:

$$W_\omega = \frac{A_{10}}{B_{10}} \cdot \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

Коэффициенты A_{10} и B_{10} находятся из соотношения: при $\hbar\omega \ll kT$ можно считать:


$$e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$$

тогда $W_\omega = \frac{A_{10}}{B_{10}} \cdot \frac{kT}{\hbar\omega} = \frac{\omega^2 \cdot kT}{\pi^2 c^3}$ - это формула Рэлея-Джинса, откуда $\frac{A_{10}}{B_{10}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3}$

Окончательно получаем:

$$W_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$$

Кроме этого в институте Басова и Прохорова было сделано ещё одно интересное наблюдение:



Кванты света, испущенные спонтанно, имеют случайные
НАПРАВЛЕНИЯ, ФАЗУ и ПОЛЯРИЗАЦИЮ.

В это же время кванты, испущенные под воздействием другого кванта, имеют совпадающие с ним НАПРАВЛЕНИЯ, ФАЗУ и ПОЛЯРИЗАЦИЮ.

Вернёмся к выражению (9.0). Обозначим: $\hat{\alpha} = \frac{\hbar\omega B(N_1 - N_0)}{v}$. Тогда уравнение имеет вид:

$$\frac{dW_\omega}{dt} = \hat{\alpha} \cdot W_\omega \cdot v, \text{ где } v - \text{ скорость света в данной среде.}$$

Решение этого уравнения для ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ЭНЕРГИИ имеет вид:

$$S(z) = S(0) \cdot e^{\hat{\alpha} \cdot z}, \quad S = v \cdot W_\omega$$

Или подставляя все коэффициенты: $S(z) = v W_\omega(0) \cdot \exp\left[\frac{\hbar\omega B(N_1 - N_0) \cdot z}{v}\right]$

В равновесном состоянии имеет место: $E_1 > E_0$ и $N_1 < N_0$, поэтому обязательно $\hat{\alpha} < 0$!!!!

Из-за этого излучение будет затухать. Только если вещество будет в НЕРАВНОВЕСНОМ состоянии, то свет будет УСИЛИВАТЬСЯ !

Необходимое условие для усиления: $N_1 > N_0$

Рассмотрим воздействие светового пучка на концентрации атомов.

Пусть $N = N_1 + N_0$

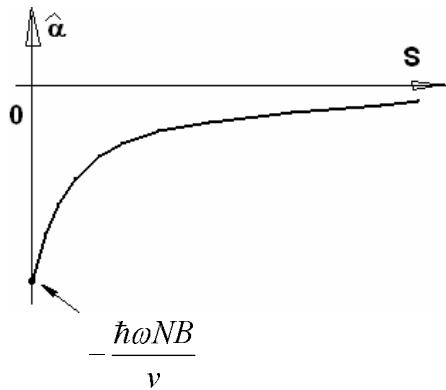
Тогда изменение заселённости может быть представлено: $\frac{dN_1}{dz} = -W_\omega B(N_1 - N_0) - \frac{N_1}{\tau}$

Здесь $\frac{N_1}{\tau}$ учитывает частоту спонтанных переходов; τ - время жизни электрона на уровне 1.

Решение уравнения имеет вид: $N_1 = \frac{N}{2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\nu}{2\tau BS}}$

С учётом того, что при увеличении S заселённость верхнего уровня увеличивается, то

$$\hat{\alpha} = \frac{\hbar\omega B(N_1 - N_0)}{\nu} = \frac{\hbar\omega B(2N_1 - N)}{\nu} = -\frac{\hbar\omega NB}{\nu} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\nu}{2\tau BS}}$$



При $S \rightarrow \infty$ поглощение света в среде прекращается, среда ПРОСВЕТЛЯЕТСЯ.

Наступает насыщение.

Техническое условие насыщения: $\frac{\nu}{2\tau BS} = 1$

И отсюда: $S_{нас} = \frac{\nu}{2\tau B}$

НО ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЁННОСТЬ НЕ СОЗДАЁТСЯ !

Для коэффициентов Эйнштейна справедливы следующие соотношения:

$$A_{nm} = \frac{64\pi^4 \nu_{nm}^3}{3hc^3} \cdot \sum_{m,n} |P_{nm}|^2, \quad B_{nm} = \frac{8\pi^2}{3h} \cdot \sum_{m,n} |P_{nm}|^2$$

$P_{nm} = -e \cdot \int_V \psi_m^* \cdot \vec{r} \cdot \psi_n \cdot dV$ - матричный элемент дипольного момента,

$P_{nm} = \frac{16\pi^3}{h^2} \cdot |W_{nm}(\nu_{nm})|^2$ - вероятность перехода электрона с $m \rightarrow n$
за единицу времени

$\psi(x, y, z, t)$ – комплекснозначная волновая функция электрона (квантовой частицы),

$\psi \cdot \psi^*$ - вероятность нахождения электрона в некоторой области.

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \cdot \nu_{mn}^3}{c^3} \cdot \frac{g_m}{g_n} \cdot B_{mn}, \quad g_m, g_n - \text{статистические веса или степени вырождения соответствующих уровней}$$

W_{mn} – энергия возмущения, входит в выражение для полной энергии системы:

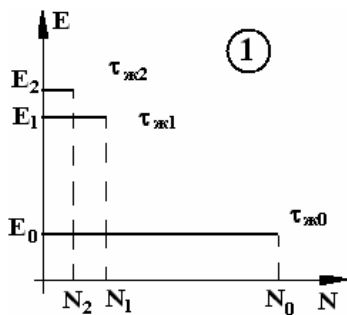
$$\frac{i\hbar}{2\pi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = H^{(0)}(x) \cdot \psi + W(x, t) \cdot \psi, \quad W \ll H^0$$

H^0 – Гамильтониан невозмущённой системы.

СОЗДАНИЕ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЁННОСТИ (ИВ):

Этот физический эффект не зависит от усиливаемого света.

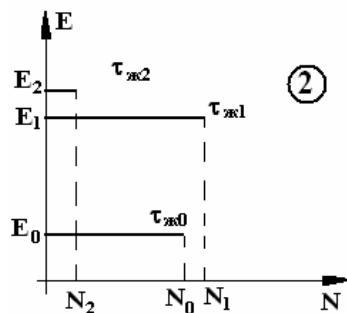
Наиболее простой путь создания ИВ: в 3-х уровневых атомных системах. Воздействие внешнего излучения приводит к переходу на уровень 2, минуя уровень 1. На рисунке показано развитие во времени процесса накопления концентрации атомов, имеющих электроны на метастабильном уровне.



$$\tau_{j2} \ll \tau_{j0}, \tau_{j1} \cong \tau_{j0}$$

К моменту прихода системы в состояние равновесия концентрации N_0 и N_2 выравниваются, а концентрация N_1 увеличивается.

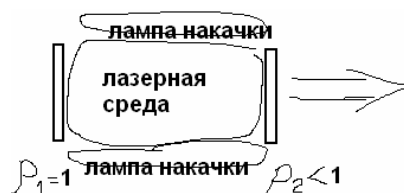
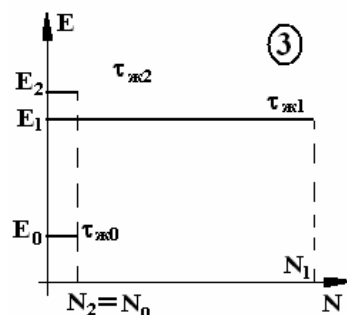
Накачка требуется с частотой: $\omega_{pump} = \frac{E_2 - E_0}{\hbar}$, переход с уровня 2 на уровень 1, как правило, является безизлучательным.



Излучение возможно с частотой $\omega_{laser} = \frac{E_1 - E_0}{\hbar}$

МЕТАСТАБИЛЬНЫЙ УРОВЕНЬ – переход с него на стабильный уровень возможен только как вынужденный – из-за действия квантовых правил ОТБОРА.

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ЛАЗЕРА:



Расстояние между зеркалами L

Лазерный ИФП должен быть настроен на ту же частоту, что и $\omega_{laser} = \frac{E_1 - E_0}{\hbar}$

За первый цикл прохождения вдоль резонатора изменение ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ЭНЕРГИИ имеет вид:

$$S = S_0 \cdot \rho_1 \rho_2 \cdot e^{2\hat{\alpha}L}, \text{ или то же самое можно записать: } S = S_0 \cdot e^{2\hat{\alpha}L - 2f}$$

где $2f = -\ln(\rho_1 \rho_2)$ – порог лазерной генерации

Условие стационарной лазерной генерации: $\hat{\alpha} \cdot L = f$

Влияние добротности лазерного резонатора:

$$\text{Добротность} = \frac{\text{Запасённая в системе энергия}}{\text{Потери энергии за одно колебание}}$$

Если полная энергия равна $W = w\sigma L$, σ – поперечная площадь пучка света, w – удельная энергия,

$$\text{Потеря энергии за один цикл: } \Delta W = \frac{(w/2) \cdot \sigma L \cdot (1 - e^{-2f})}{2L/v} \cdot T = \frac{1}{2} \cdot wv \sigma \cdot f \cdot T$$

Здесь $T = 2\pi/\omega$, v – скорость света в данной среде,

$$\text{тогда добротность определяется: } Q = \frac{\sigma w L}{wv \sigma \cdot f \cdot T/2} = \frac{2L}{\lambda} \cdot \frac{1}{f}$$

↖ число стоячих полувольт в резонаторе.

Порог генерации f тем больше, чем меньше Q !

ИМПУЛЬСНЫЕ И НЕПРЕРЫВНЫЕ ЛАЗЕРЫ НАКАЧКИ

Режим излучения лазера зависит от режима накачки ! При непрерывной накачке излучение лазера будет непрерывным.



Повышение мощности лазерного излучения возможно за счёт:

- 1) Увеличения числа атомов, участвующих в усилении, т.е. плотности оптической среды и её размеров.
- 2) Уменьшения длительности импульса – до значений $10^{-7} \dots 10^{-8}$ с (при том же значении выделяющейся энергии).

МОДЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

Мода колебаний в резонаторе зависит от:

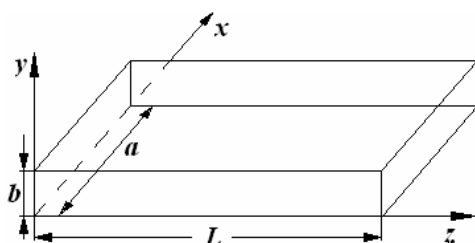
- 1) Геометрических размеров резонатора,
- 2) От граничных условий, определяющих эффективность отражения, т.е. ρ_1 и ρ_2 , и
- 3) От коэффициента преломления в резонаторе n .

Для прямоугольного резонатора, см. рисунок, частное решение волнового уравнения имеет вид:

$$E = \vec{E}_0 \cdot \begin{bmatrix} \sin \omega t \\ \cos \omega t \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sin(k'_x \cdot x) \\ \cos(k'_x \cdot x) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sin(k'_y \cdot y) \\ \cos(k'_y \cdot y) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sin(k'_z \cdot z) \\ \cos(k'_z \cdot z) \end{bmatrix}$$

Вектор E_0 определяет поляризацию колебаний:

$$k_x'^2 + k_y'^2 + k_z'^2 = k'^2 = \mu\epsilon \cdot \omega^2, \quad k' = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{волн}}}, \quad \lambda_{\text{волн}} - \text{длина волны в среде (волноводе)}.$$



Условие возникновения стоячих волн в направлении z : $m_z \cdot \lambda_{\text{волн}} = 2L$

В других направлениях – аналогично.

Согласно условию возникновения стоячих волн:

$$\begin{cases} k'_x \cdot a = m_x \cdot \pi \\ k'_y \cdot b = m_y \cdot \pi, \text{ так каждая мода характеризуется набором чисел: } m_x, m_y \text{ и } m_z. \\ k'_z \cdot L = m_z \cdot \pi \end{cases}$$

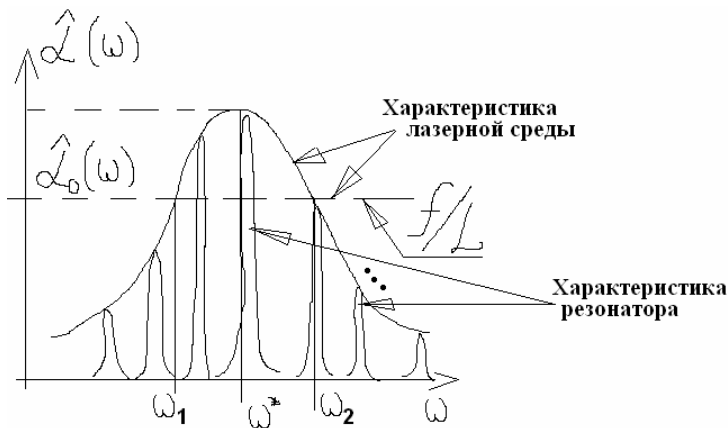
Главная мода представляется в виде: $(0, 0, m_z)$. Эта мода не имеет отражений (узлов) в направлениях x и y .

Частоты этой моды находятся из соотношения: $\omega_{m_z} = \frac{k'_z \cdot c}{n} = \frac{\pi m_z}{Ln}$ с интервалом $m_z = 1, 2, 3 \dots$

Шаг по круговой частоте (или разность частот) $\Delta\omega_{m_z} = \frac{\pi \cdot \Delta m_z}{Ln} = |\Delta m_z = 1| = \frac{\pi c}{Ln}$

Тогда шаг по линейной частоте: $\Delta\nu_{m_z} = \frac{\Delta\omega_{m_z}}{2\pi} = \frac{c}{2Ln}$ и $\frac{\Delta\nu_{m_z}}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{2Ln}$

Таким образом, в лазере есть два контура управления: резонатор (с набором резонансных частот) и усиливающая среда (с линией усиления), определяющие характеристики лазерного излучения – центральную частоту и модовый состав излучения, см. рисунок.



Лазер генерирует не все моды резонатора, а только те, которые являются выше порога генерации, который определяют добротность резонатора и спектральная линия усиливающей среды (т.е. электронный переход). Ширина этой спектральной линии характеризуется уширением метастабильного уровня.

Ширина линии излучения: $\Delta\nu \cdot \tau \cong 1$, τ - продолжительность излучения, если $\tau \cong 10^{-8}$ с, то $\Delta\nu \cong 10^8$ Гц.

Для лазера, излучающего в непрерывном режиме значение τ теоретически может быть каким угодно, значит $\Delta\nu$ - теоретически – бесконечно тонким.

ОДНАКО, влияние уширений из-за:

- 1) броуновского движения зеркал (тепловые колебания),
- 2) всегда существующего спонтанного излучения, реально

$\Delta\nu = 10^2 \dots 10^{-1}$ Гц и при $\nu_0 = 10^{15}$ Гц, получаем: $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 10^{-13} \dots 10^{-16}$

Боковые моды ($m_x \neq 0, m_y \neq 0$) приводят к оттоку энергии от основного лазерного излучения и к увеличению расходимости лазерного луча.

ЛЕКЦИЯ 10.

Распределение интенсивности разных мод на выходе лазера со сферическими зеркалами:



(0, 0, m_z)



(0, 3, m_z)



(0, 2, m_z)



(0, 4, m_z)

Для частот с прямоугольным резонатором справедливо:

$$\omega_{m_x, m_y, m_z} = \frac{\pi c}{n} \cdot \sqrt{\left(\frac{m_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{L}\right)^2}$$

Шаг при переходе от одной моды к другой имеет вид:

$$\Delta\omega_{m_x} = \frac{\pi c}{n} \cdot \frac{m_x}{a^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{L}\right)^2}}, \text{ аналогично и для других мод. Запи-}$$

шем для продольной моды:

$$\Delta\omega_{m_z} = \frac{\pi c}{n} \cdot \frac{m_z}{L^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{L}\right)^2}}$$

Тогда $\frac{\Delta\omega_x}{\Delta\omega_z} = \frac{m_x}{m_z} \cdot \left(\frac{L}{a}\right)^2$, учитывая, что $m_z \approx \frac{L}{\lambda}$ и $m_x = 1$, получаем, что $\frac{\Delta\omega_x}{\Delta\omega_z} \ll 1$

Иными словами, расстояние (шаг) между боковыми модами значительно меньше, чем шаг между продольными (аксиальными) модами.

ТИПЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ

Разнообразие лазеров определяется:

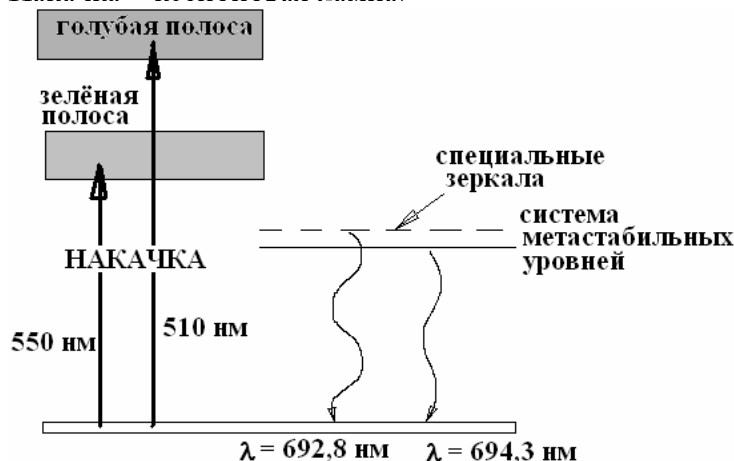
- 1) Активным веществом,
- 2) Мощностью,
- 3) Режимом работы,
- 4) Конструктивно-эксплуатационными характеристиками и параметрами.

1) РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР (с активным веществом Al_2O_3).

Ширина линии при комнатной температуре: порядка 0,4 нм.
Наиболее вероятная длина волны: 694,3 нм.

Кристалл рубина обычно выращивается в виде цилиндра: $L = 5$ см, диаметр = 1 см.

Накачка – ксеноновая лампа.



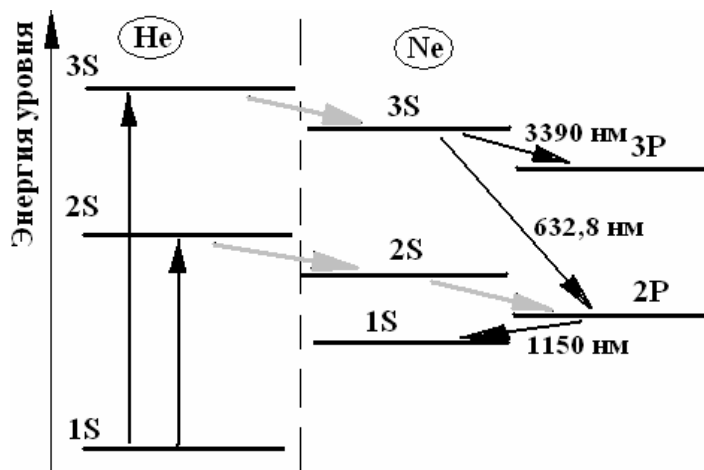
2) Гелий-неоновый лазер (активная среда – смесь He и Ne).

В процессе генерации используются атомы Ne, а He является катализатором – обеспечивает «столкновительное» возбуждение электронов.

Имеется несколько линий вероятного излучения:

1. 632,8 нм;
2. 1150 нм; и
3. 3390 нм.

Энергия перекачивается следующим образом: Эл. ток → возбуждение He → возбуждение Ne.



Давление газа: He: 332 Па, Ne: 66 Па.

3) Лазер на углекислом газе CO₂.

Типы конструкций:

1. Проточный,
2. Т-лазер (с атмосферным давлением газа).

4) Лазеры на красителях.

Красители – сложные органические молекулы. Используются колебательные и вращательные квантовые переходы.

Результат: очень большое количество переходов, получается перекрытие уровней, следовательно – перестраиваемая длина волны.

ТРЕБОВАНИЯ К ОПТИЧЕСКОМУ ИСТОЧНИКУ ДЛЯ ВОСП:

- 1). Высокая энергетическая яркость в диапазоне длин волн 0,8...1,7 мкм.
- 2). Излучение должно легко модулироваться,
- 3). Площадь светового пучка должна составлять порядок 9 мкм – по площади поперечного сечения световодов.
- 4). Оптимальные показатели – КПД, стоимость, надёжность, стабильность параметров.

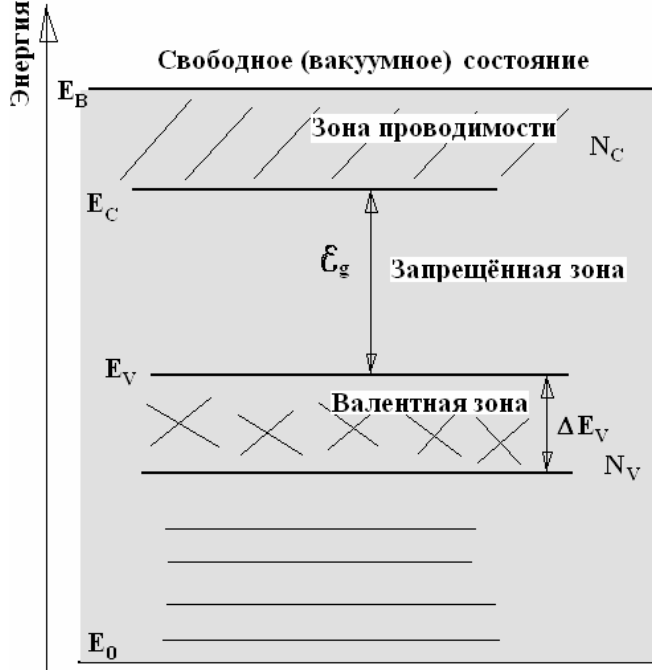
РЕАЛЬНО это достигается только с использованием полупроводниковых материалов !

ПОЛУПРОВОДНИКИ

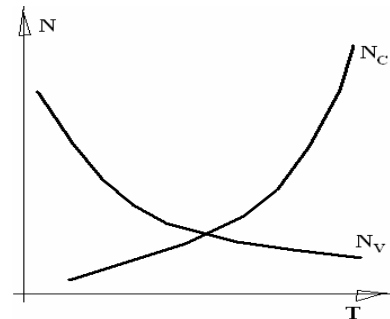
- ↗ Собственные
- Примесные
- ↘ Гетероструктуры

Существуют: светоизлучающие диоды (СИД) и лазерные диоды (ЛД).

Энергия в полупроводнике подразделяется на зоны:



- 1) Валентная зона полностью занята электронами, расположенными на соответствующих энергетических уровнях в атомных оболочках.
- 2) Зона проводимости содержит частично или целиком не заполненные области.



С ростом температуры T в зоне C (проводимости) появляются электроны проводимости

Концентрация электронов в зоне проводимости N_c растёт, а концентрация электронов валентной зоны N_v снижается.

Концентрация электронов в области C :
$$N_c = K \cdot \exp\left[-\frac{\mathcal{E}_g}{2kT}\right]$$

Здесь: $K = \frac{2}{h^3} \cdot \sqrt{(2\pi kT)^3} \cdot (m_e \cdot m_h)^{3/4}$. K – константа, характеризующая материал,

k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, m_e , m_h – эффективные массы электронов и «дырок», могут быть значительно меньше массы покоя электрона.

СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКА – «металлические» или «диэлектрические» – зависят от соотношения:

$$\frac{\mathcal{E}_g}{kT} :$$

$\frac{\mathcal{E}_g}{kT} > 100$ - диэлектрик, и $\frac{\mathcal{E}_g}{kT} < 10$ - выраженные металлические свойства.

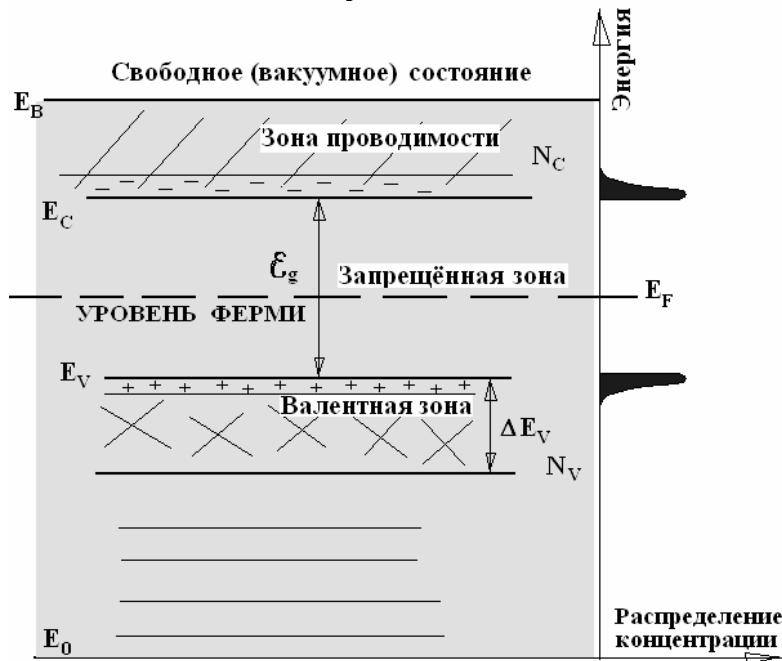
Далее рассматриваются материалы, для которых: $10 < \frac{\mathcal{E}_g}{kT} < 100$.

Важная характеристика материала: E_F – энергия Ферми.

Функция Ферми – определяет вероятность заселения данного уровня с энергией E :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]}$$

Работа выхода для электрона: $E_B - E_F$.



В подавляющем большинстве используются **ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ**.

- 1) Основные носители заряда, и
- 2) Не основные носители заряда.

В полупроводнике n – типа основные носители – *электроны*, неосновные носители – *дырки*;
p – типа – дырки, неосновные носители – электроны.

В примесных полупроводниках электрические свойства определяет
СТЕПЕНЬ ЛЕГИРОВАНИЯ, а не **ТЕМПЕРАТУРА** !

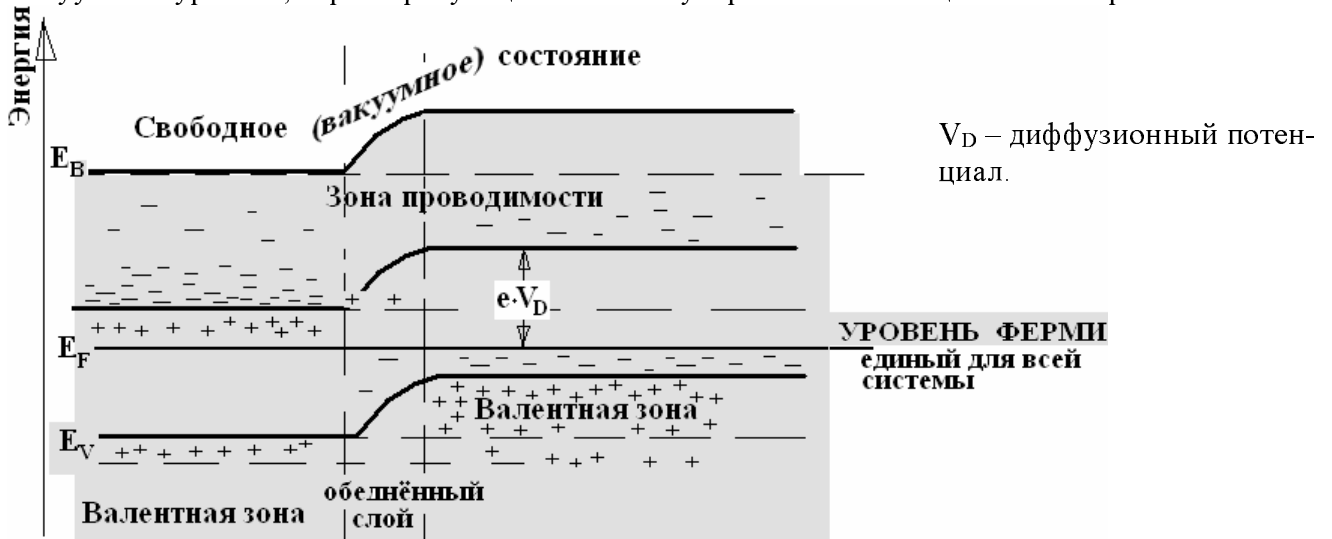
Примесь предназначена для создания *дополнительных электронных уровней* !

Появляется дополнительный **ДОНОРСКИЙ** или **АКЦЕПТОРНЫЙ** уровни, из-за которых меняется соотношение концентраций.

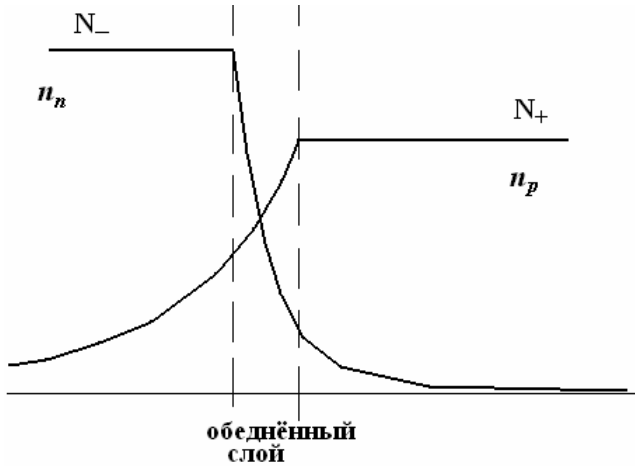


При создании **p-n-перехода** УРОВЕНЬ ФЕРМИ остаётся единым для всей системы !

Вакуумный уровень, характеризующий контактную разность потенциалов – искривляется.



Концентрации носителей принимают следующий вид:



n_n, n_p – равновесные концентрации

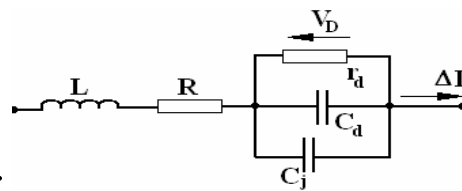
СМЕЩЁННЫЙ p-n-переход – под действием приложенного напряжения V :

Выражение для тока: $I = I_0 \cdot (e^{eV/kT} - 1)$

Общая скорость рекомбинации носителей
в единице объёма

$$= \frac{\Delta n}{\tau_n}; \quad = \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

$\Delta n, \Delta p$ – изменение концентрации носителей в объёме; τ_n, τ_p – средние времена жизни избыточных носителей в материале n-типа и p-типа



ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА p-n-перехода:

$C_j = \frac{\Delta Q}{\Delta V_D}$, ΔQ – изменение заряда в обеднённом слое.

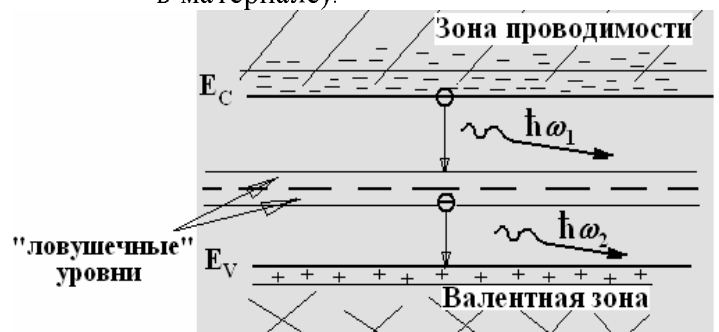
ПРОЦЕСС РЕКОМБИНАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- Механизмы рекомбинации: 1) «зона - зона», т.е. между зонами через несколько уровней.
2) от уровня к уровню по шагам

Межзонная рекомбинация:



С использованием «ловушечных» уровней (из-за примесей и дислокаций в материале):



Спектры рекомбинационных переходов:

$$E_{\text{фот}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{hc}{E_{\text{фот}}} = \frac{1,24 [\text{мкм}]}{E_{\text{фот}} [\text{эВ}]}$$

ВЕРОЯТНОСТЬ ДАННОГО ПЕРЕХОДА ← Концентрации $N(E_2)$, $N(E_1)$

↓

Энергия линии излучения
 $E = E_2 - E_1$

Пусть $F(E_2)$ и $F(E_1)$ – функции Ферми

Тогда $N(E_2) = S_c(E_2) \cdot F(E_2)$

$N(E_1) = S_v(E_1) \cdot (1 - F(E_1))$, $S_c(E_2)$ и $S_v(E_1)$ – функции плотностей вероятности распределения разрешённых состояний

Эти функции имеют вид:

$$S_c(E_2) = 4\pi \cdot \left(\frac{2m_e}{h^2}\right)^{3/2} \cdot \sqrt{E_2 - E_c} \quad \text{и} \quad S_v(E_1) = 4\pi \cdot \left(\frac{2m_h}{h^2}\right)^{3/2} \cdot \sqrt{E_v - E_1}$$

Энергия и концентрация на уровнях изменяется экспоненциально:

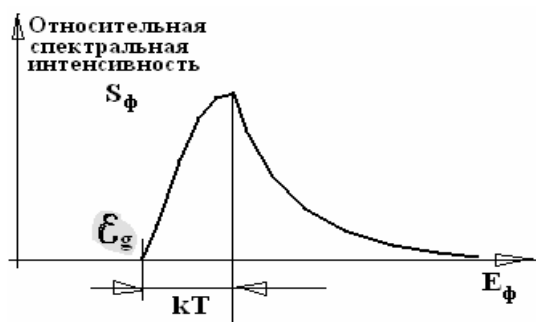
$$N(E_2) \cong A \cdot \exp\left[-\frac{E_2 - E_c}{kT}\right] \quad \text{и} \quad N(E_1) \cong B \cdot \exp\left[-\frac{E_v - E_1}{kT}\right] \quad A, B - \text{константы.}$$

С учётом того, что энергия фотона имеет вид: $E_\phi = E_2 - E_1$, получаем:

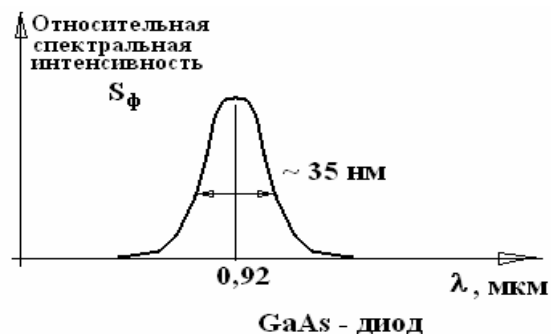
$$N(E_\phi) = \text{Const} \cdot \int_{E_1 - E_c}^{E_v + E_2} e^{-(E_2 - E_c)/kT} \cdot e^{-(E_v - E_1)/kT} \cdot dE_2 = \text{Const} \cdot (E_\phi - \mathcal{E}_g) \cdot e^{-(E_\phi - \mathcal{E}_g)/kT}$$

Спектральное распределение рекомбинационного излучения:

Теоретическое:



Реально наблюдаемый спектр:



$$\Delta\lambda = -\frac{hc}{E_{\text{фот}}^2} \cdot \Delta E_{\text{фот}}$$

$$\gamma = \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| = \frac{\Delta E_{\text{ф}}}{E_{\text{ф}}} \approx \frac{2kT}{E_{\text{ф}}} \approx \frac{2kT\lambda}{1,24} \text{ [мкм} \cdot \text{эВ]}$$

При комнатной температуре: $2kT = 0,052 \text{ эВ}$; реальное значение $\Delta\lambda = 30 \dots 100 \text{ нм}$.
Отсюда можно оценивать вероятные значения для длин волн полупроводниковых излучателей.

Инверсная заселённость в полупроводниках:

В газовых и твердотельных лазерах → из-за поглощения фотонов накачки активной средой для последующего спонтанного излучения

В полупроводниковых лазерах → при положительном смещении р-п-перехода возможна инверсная заселённость зоны проводимости относительно валентной зоны.

Основной технический принцип:

скорость индуцированного излучения > скорости поглощения.

Вероятность заселения **уровня 2** имеет вид:

$$F_2 = F_N(E_2) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_{FN}}{kT}\right) + 1} \text{ - в n-области,}$$

Вероятность заселения **уровня 1** имеет вид:

$$F_1 = F_P(E_1) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_1 - E_{FP}}{kT}\right) + 1} \text{ - в p-области.}$$

Полупроводник будет усиливать излучение, если энергия фотона будет не меньше ширины запрещённой зоны: $E_{\text{ф}} > \mathcal{E}_g$!

Лазерное излучение – это превышение усиления над суммарными потерями !

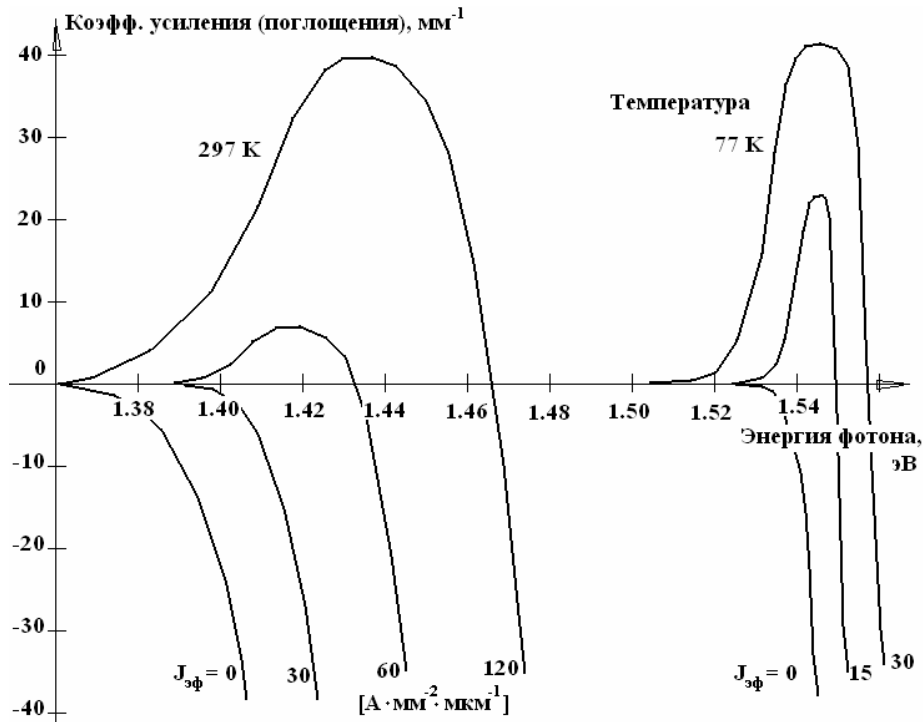
Т.е. должно выполняться:
$$\frac{c^2}{8\pi} \cdot \frac{(n_2 - n_1)}{f_{21}^2 \cdot \tau_{cn}} \cdot \xi(f_{21}) \geq \alpha_{\text{рас}} + \frac{1}{2\ell} \cdot \ln\left(\frac{1}{\rho_1 \rho_2}\right)$$

n_1, n_2 – концентрации атомов, f_{21} – частота перехода, $\alpha_{\text{рас}}$ – угол расходимости в радианах, $\xi(f_{21})$ – спектральная плотность мощности на частоте f_{21} .

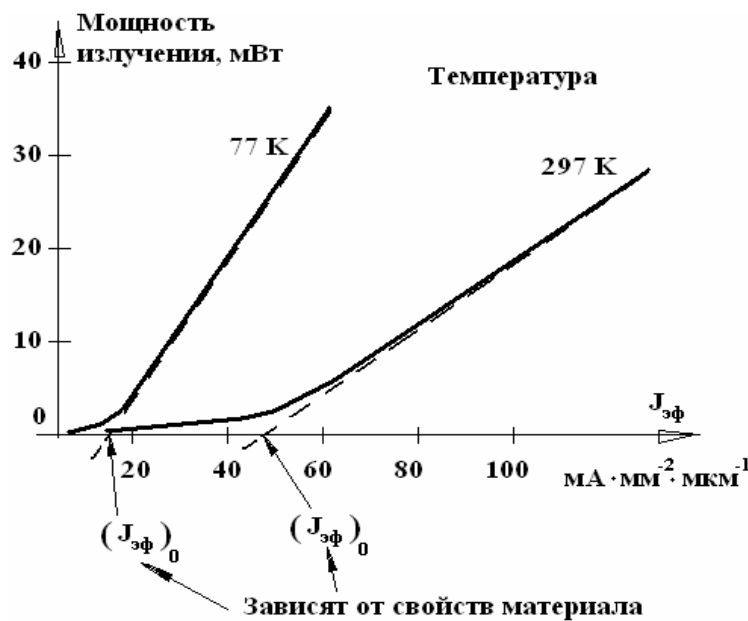
Если: $J_{\text{эф}}$ – эффективная плотность тока и $\eta_{\text{внут}}$ – внутренняя квантовая эффективность, характеризующая скорость рекомбинации, то $J_{\text{эф}} = \frac{\eta_{\text{внут}} \cdot J}{d}$.
 d – эффективный геометрический размер зоны усиления, J – ток накачки [А].

Коэффициент усиления в случае превышения тока накачки выше порога лазерной генерации будет иметь вид: $\underline{g_{\text{max}}} = \beta(J_{\text{эф}} - (J_{\text{эф}})_0)$.

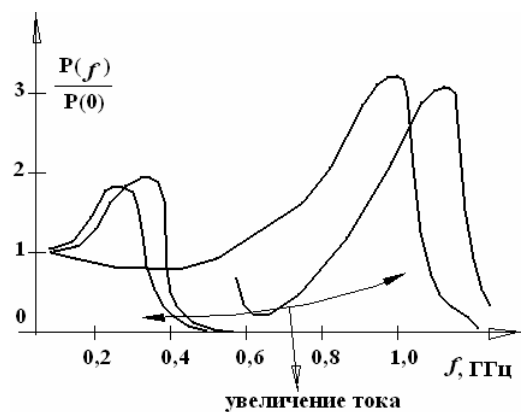
Пороговый ток, при котором начинается лазерная генерация, имеет вид: $J_{\text{пор}} = \frac{(J_{\text{эф}})_0 \cdot d}{\eta_{\text{внут}}}$.



Техническая задача при разработке СИД и ЛД: получить как можно больше фотонов на один электрон тока накачки



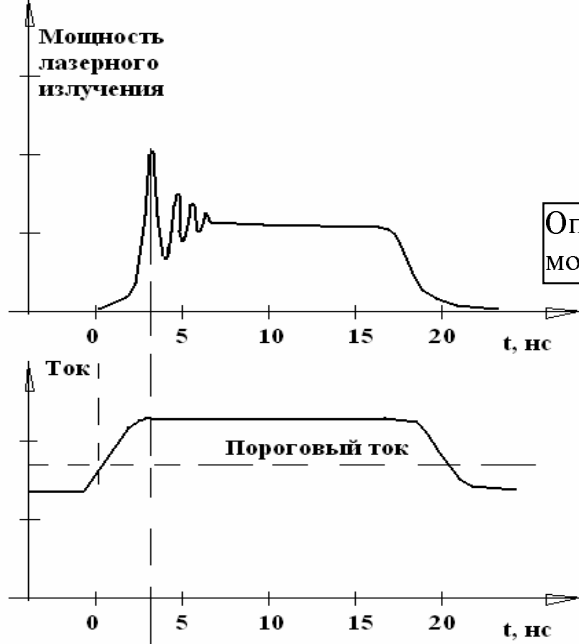
Частотные характеристики лазера при модуляции мощности излучения:



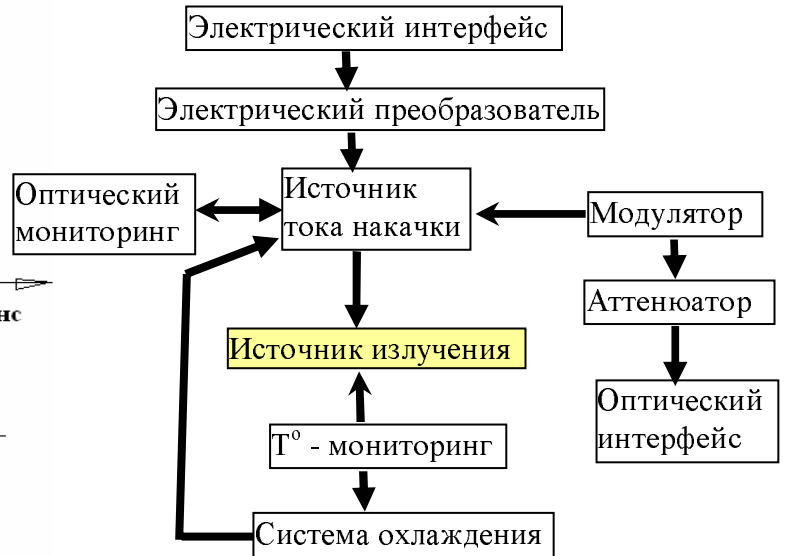
$$\frac{P(\omega)}{P(0)} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} + j\beta\omega$$

Тогда $\omega_0^2 = \frac{(J_0 - J_{пор})}{\tau_{сп} \cdot \tau_{\phi} \cdot J_{пор}}$, здесь $\beta = \frac{J_0}{\tau_{сп} \cdot J_{пор}}$ и τ_{ϕ} – время «жизни» фотона в резонаторе.

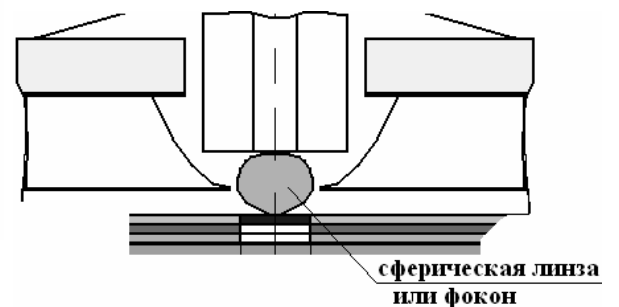
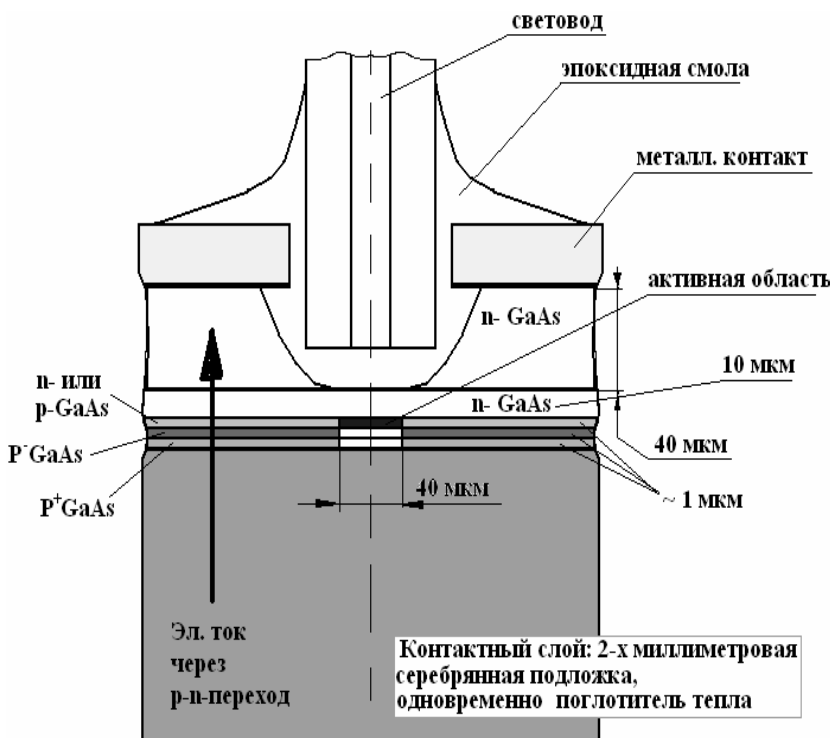
Эффект «звона» лазерного импульса:



Принцип построения передающих оптоэлектронных модулей (ПОМ):



ТИПИЧНЫЕ КОНСТРУКЦИИ П/И ИЗЛУЧАЮЩИХ ПРИБОРОВ



ФОТОПРИЁМНИКИ

- 1) p-i-n-фотодиоды,
- 2) лавинные фотодиоды

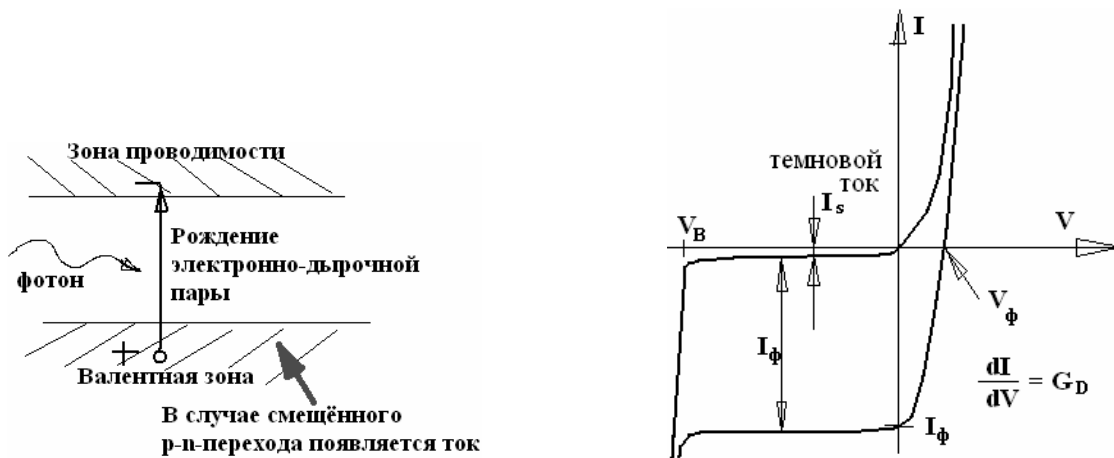
Используется обратный смещённый p-n-переход.

Вольт-амперная характеристика такого p-n-перехода:

$$I = I_1 + I_2 = I_{01} \cdot \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] + I_{02} \cdot \left[\exp\left(\frac{eV}{2kT}\right) - 1 \right]$$

определяется диффузионным током через p-n-переход

результат безизлучательной рекомбинации на поверхности полупроводника



I_ϕ появляется в случае взаимодействия излучения с валентными электронами

Пороговая длина волны связана с шириной запрещённой зоны: $\lambda_{пор} \approx \frac{1,24}{\epsilon_g} [\text{мкм} \cdot \text{эВ}]$

Квантовый выход $\eta = \frac{\text{Кол-во рождающихся электронно-дырочных пар}}{\text{Кол-во падающих фотонов}}$

$$\eta = \frac{I_\phi \cdot hc}{\Phi \cdot e \cdot \lambda}, \quad \Phi - \text{мощность падающего оптического излучения}$$

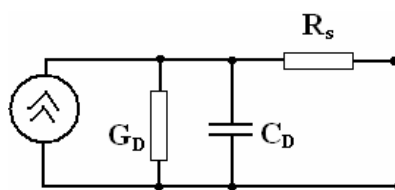
Устойчивый фототок будет протекать через фотодиод, если для падающего излучения выполняется соотношение: $\epsilon_g < \frac{1,24}{\lambda} [\text{мкм} \cdot \text{эВ}]$

ВАЖНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА – ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФОТОДИОДА: $R = \frac{\eta e \lambda}{hc}$

Техническая задача при разработке фотодиодов: получить как можно больше электронов на один падающий фотон

Фотодиоды подключаются так, что б получить обратно смещённый p-n-переход:

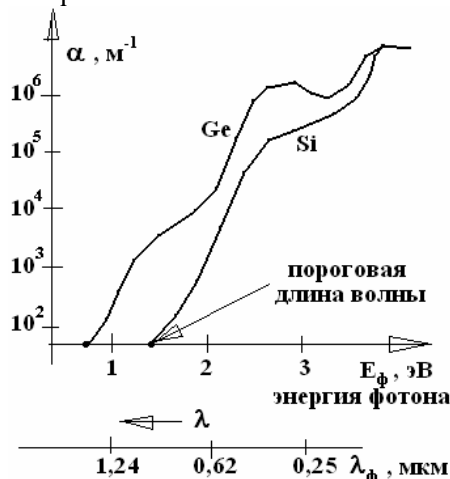
- 1) нет излучения – фотодиод заперт,
- 2) есть излучение – идёт ток через p-n-переход



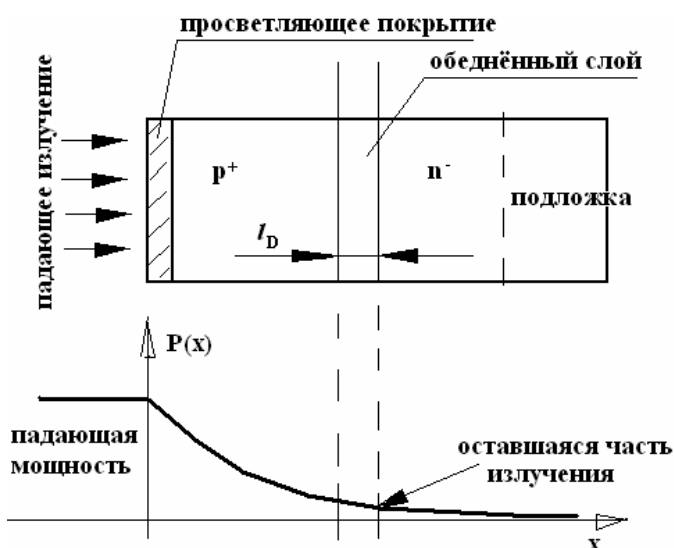
Эквив. схема p-n-перехода фотодиода:

G_D – дифференциальная проводимость, C_D – ёмкость p-n-перехода, R_s – омическое сопротивление при наличии темнового тока I_s

Зависимость коэфф. поглощения от энергии фотона:



Идеальный фотодиод:



Внешнее поле (смещающее p-n-переход) раз-носит электроны и дырки до того момента, когда произойдёт рекомбинация.

Если весь свет поглощается в полупроводни-ке, то квантовый выход $\eta = 1$ и $I_\phi = \frac{e \cdot \Phi}{E_\phi}$

Реально имеет место следующее:

- 1) Часть излучения отражается от по-верхности полупроводника,
- 2) Происходит не полное поглощение в обеднённом слое и обязательно $\eta < 1$.

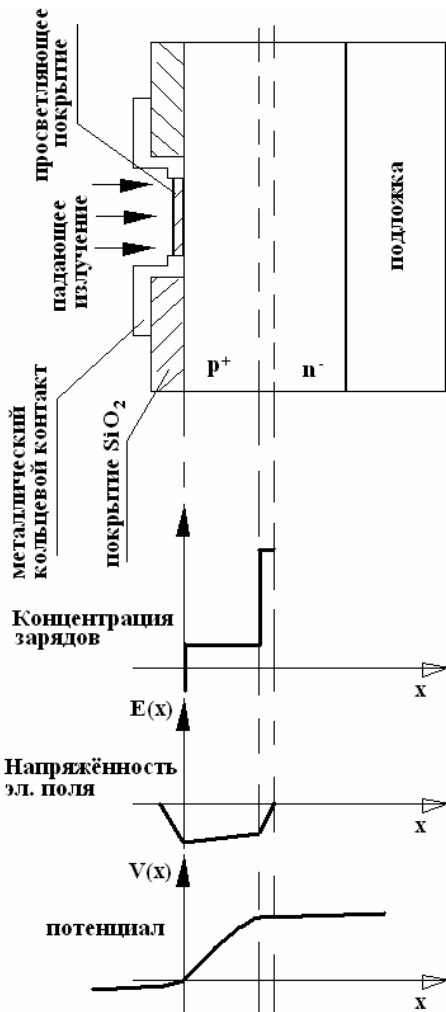
$\Phi(x) = \Phi(0) \cdot e^{-\alpha x}$, α – коэфф. поглощения.

Мероприятия по улучшению η :

- 1) Снижение отражения от поверхности,
- 2) Повышение поглощения внутри обеднённого слоя,
- 3) Снижение (избегать) поглощения света до обеднённого слоя.

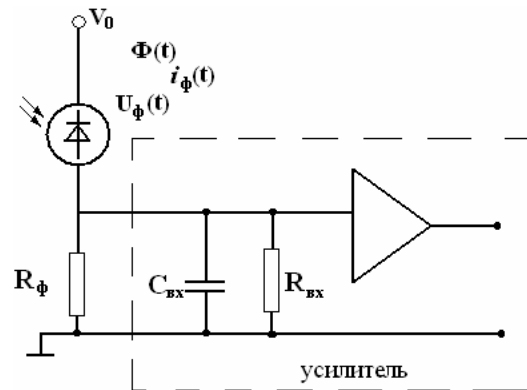
МАТЕРИАЛЫ И КОНСТРУКЦИИ p-i-n-фотодиодов:

1. С излучателем типа **GaAs / GaAlAs** (0,8...0,9 мкм) используется **Si**-фотодиод.
2. Для $\lambda = 1,8$ мкм используется **Ge**-фотодиод или **InGaAs / InP**-фотодиод

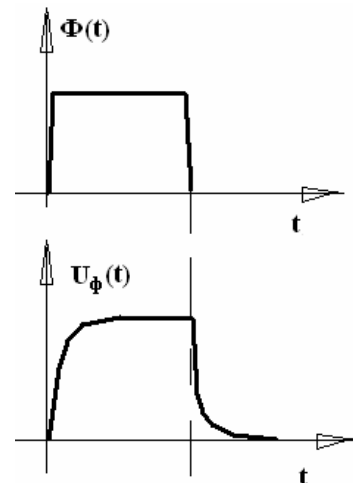


ТИПИЧНАЯ СХЕМА ВКЛЮЧЕНИЯ ФД:

$i_{\phi}(t)$ – ток через ФД,
 $U_{\phi}(t)$ – напряжение на ФД



Временные характеристики входной оптической мощности и напряжения на ФД:



ШУМЫ p-i-n-фотодиодов:

Чувствительность ФД определяется величиной хаотических флуктуаций напряжения и тока на ФД.

Техническая задача: обнаружить сигнал на фоне шума (тепловой и дробовой виды шума).

Среднеквадратическая плотность шума теплового тока: $I_{\text{шум}} = \sqrt{2e\tilde{I} \cdot \Delta f}$

Δf – полоса частот, в которой работает ФД,

\tilde{I} – средний ток через ФД

КАЧЕСТВО ФД ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ СЛЕДУЮЩИМИ ПАРАМЕТРАМИ:

- 1) Эквивалентная шумовая мощность (NEP),
- 2) Чувствительность к обнаружению (D),
- 3) Удельная чувствительность к обнаружению (D*).

$$NEP = \frac{2hc}{\eta\lambda}, \quad \eta - \text{квантовый выход,} \quad \text{для идеального ФД: } \underline{NEP = 2hf}$$

$$D = \frac{\eta e \lambda}{hc \sqrt{\eta e \cdot I_{\text{темн}}}}, \quad I_{\text{темн}} - \text{ток через ФД в отсутствие света,}$$

$$D^* = D \cdot \sqrt{A}, \quad A - \text{площадь детектора.}$$

ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ФД:

$$I_{\phi}(f) = \frac{1}{R_{\phi}(1 + j \cdot 2\pi \cdot C_{\text{ex}} \cdot f \cdot R_{\text{ex}})}$$

Время переходного процесса при подаче импульсного входного сигнала определяется выражением:

$$\frac{I(f)}{I(0)} = \frac{\sin(\pi f \cdot t)}{\pi f \cdot t}, \quad \text{полоса частот p-i-n-ФД обычно составляет 1 ГГц.}$$

ЛАВИННЫЕ ФОТОДИОДЫ

Лавинное умножение – это процесс порождения M носителей заряда каждым фотоносителем.

Цель: увеличить электрический сигнал в самом детекторе.

Но реально с возрастанием сигнала в M раз шум также увеличивается: в $M \cdot \sqrt{F}$ раз.

Количественная мера шума – среднеквадратическая плотность шумового тока. F – шум-фактор.

Физический принцип рождения лавины:

Электронно-дырочная пара \rightarrow рождение нескольких эл.-дыр. пар
 $h\nu \rightarrow$ с высокой энергией \rightarrow с низкой энергией из-за соударений

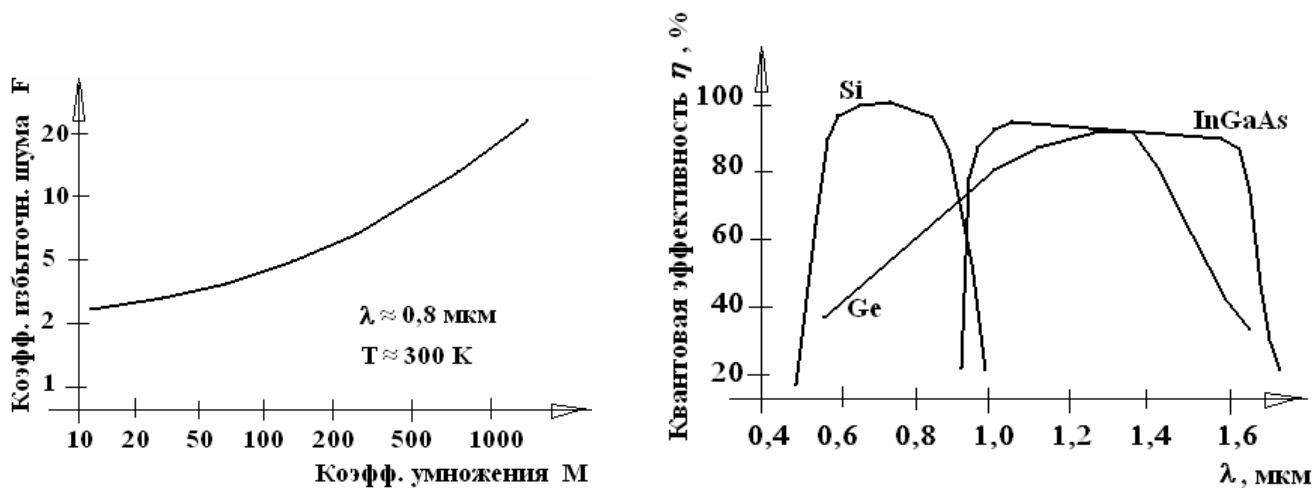
ВАЖНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ ПАРАМЕТР: коэффициент умножения: $M = \frac{1}{\left[1 - \frac{(V - IR)}{V_{\text{проб}}}\right]^n}$

R' – сумма омического сопротивления полупроводника и температурного сопротивления,
 V – приложенное напряжение,
 $V_{\text{проб}}$ – пробивное напряжение,
 I – ток через ФД,
 n – эмпирическая степень,

Шум-фактор: $F = M^x, \quad x = 0,2 \dots 1,0.$

Величина M ограничивается образованием микротрещин и токами утечки.

Полоса частот ЛФД – до 1 ГГц.



Базовая схема полупроводникового приёмного модуля:

Свет → Фотоприёмник → Малошумящий предусилитель → Главный усилитель → Демодулятор → Эл. сигнал