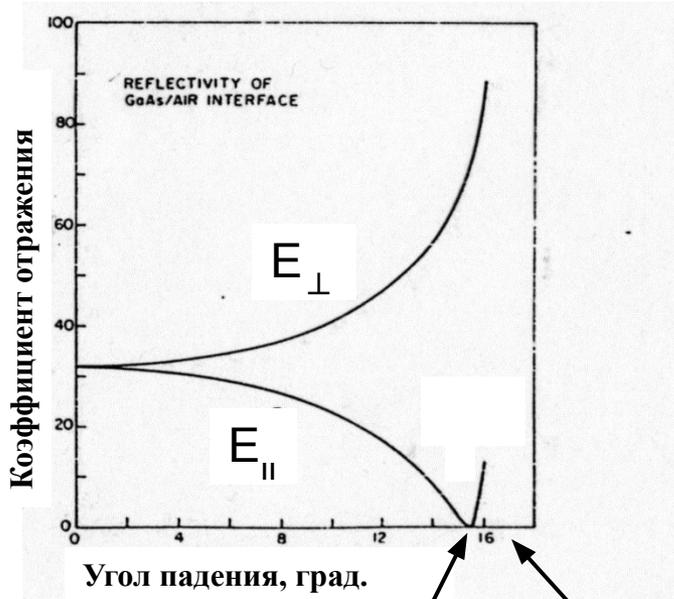


Качественная модель и результаты расчета коэффициента отражения

Отражение света на границе GaAs/воздух:

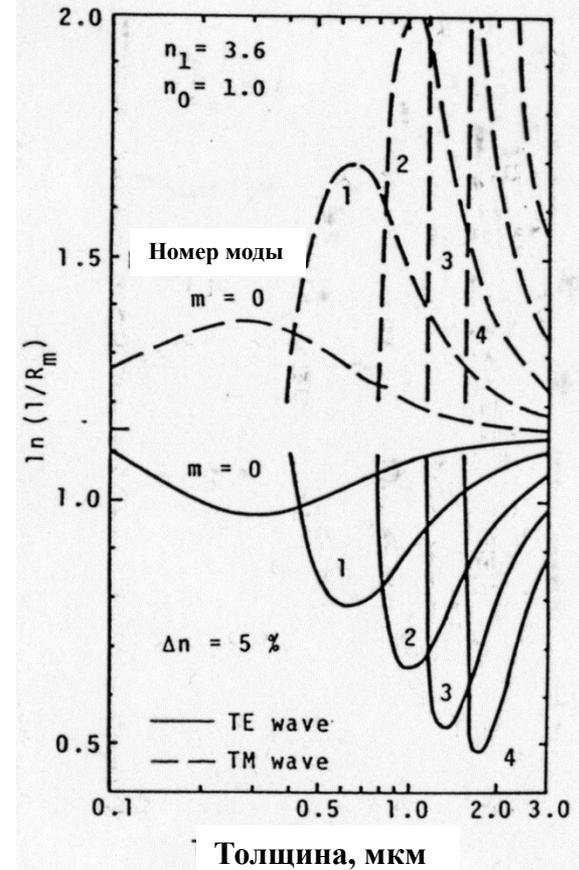
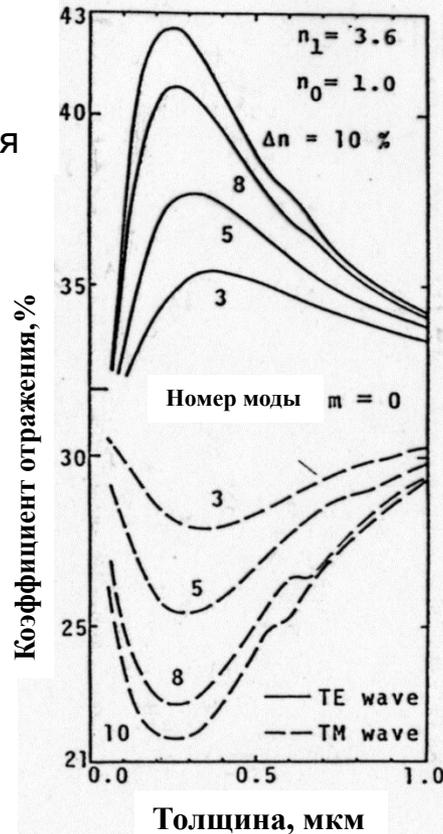
E_{\perp} - вектор эл. поля \perp плоскости падения

E_{\parallel} - вектор эл. поля \parallel плоскости падения



угол Брюстера, 15,5° для границы GaAs/воздух

Угол полного внутреннего отражения, 16,1° для GaAs/воздух



$$G_m g_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_m}$$

Диаграмма направленности излучения из торца волновода

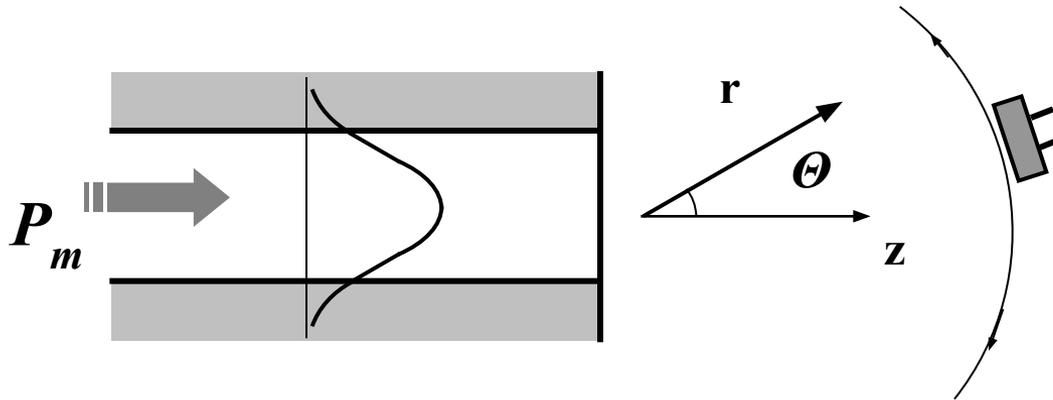


Диаграмма направленности:

$$D(\Theta) = \frac{\int S_{\parallel} S_{\perp}}{P_m}$$

где S есть вектор Пойнтинга:

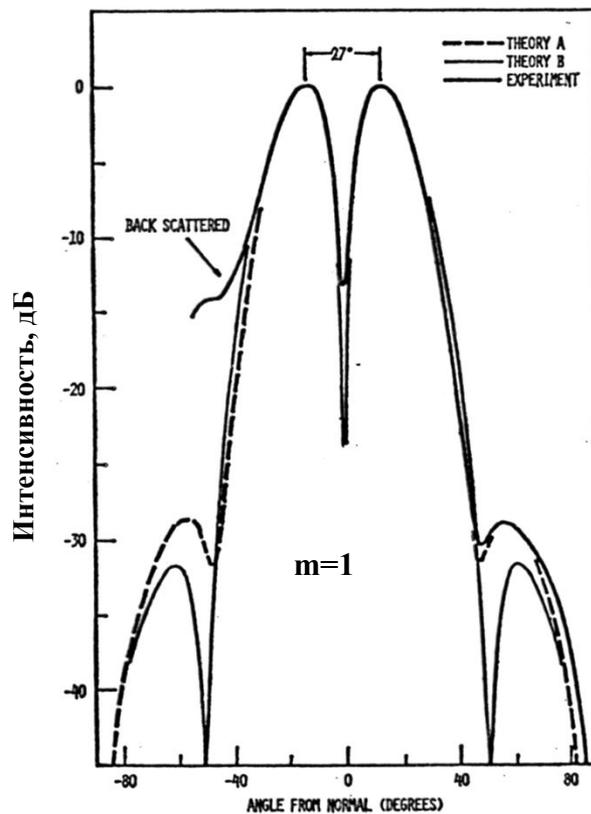
$$S = \frac{c}{8\pi} [E \times H]$$

$$D(\Theta) = \frac{\cos^2 \Theta (C^2 + S^2)}{\beta_m \int E_m^2(x) dx} =$$

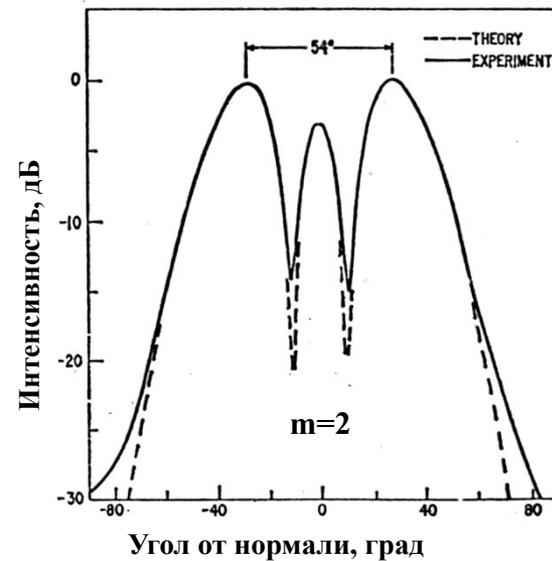
$$= \frac{4\beta_m \cos^2 \Theta}{(\beta_m + k \cos \Theta)^2} \frac{\left| \int dx E_m(x) \cos(kx \sin \Theta) \right|^2 + \left| \int dx E_m(x) \sin(kx \sin \Theta) \right|^2}{\int E_m^2(x) dx}$$

Эта функция четная : $D(\Theta) = D(-\Theta)$

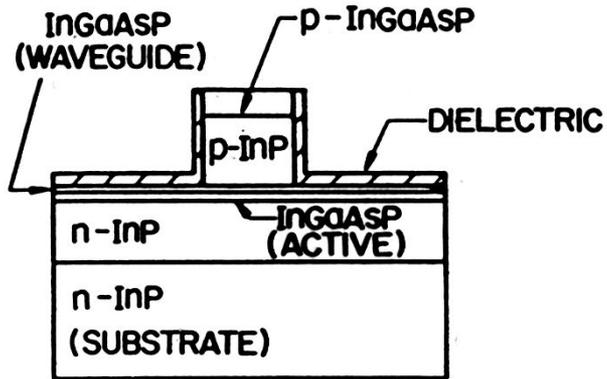
Экспериментальные и расчетные диаграммы направленности излучения из торца волновода



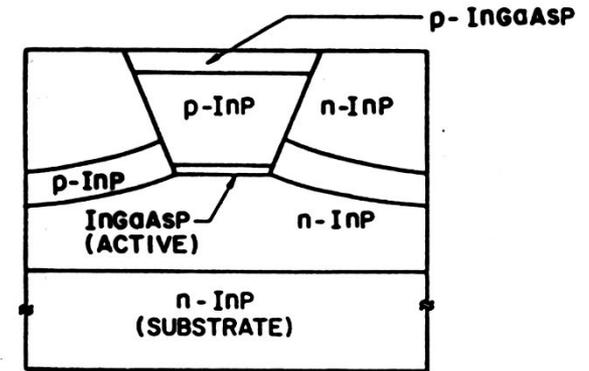
Угол от нормали, град



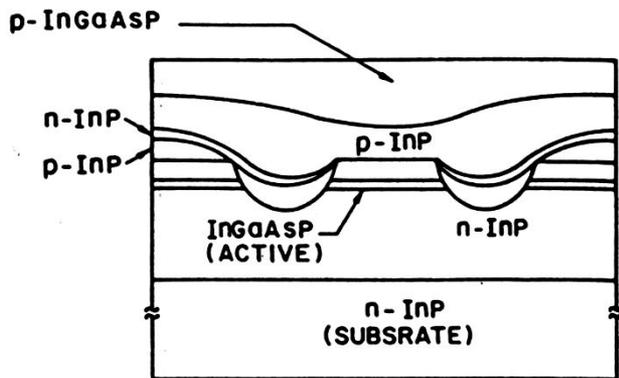
Структуры полосковых волноводов



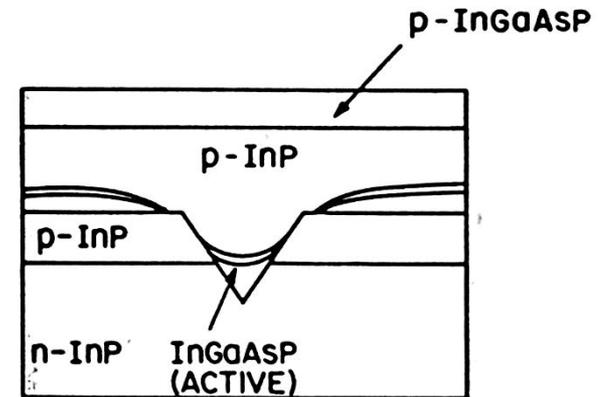
Гребневый волновод



Зарощенный волновод



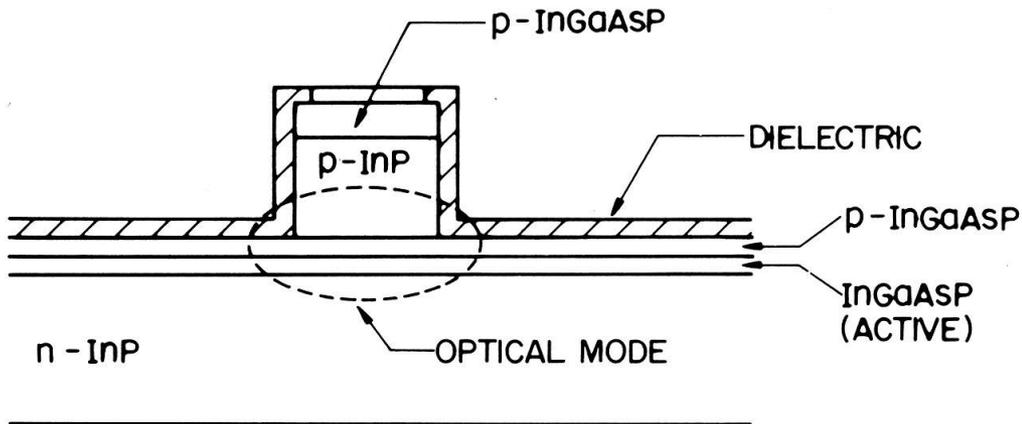
Зарощенная структура с двойной канавкой



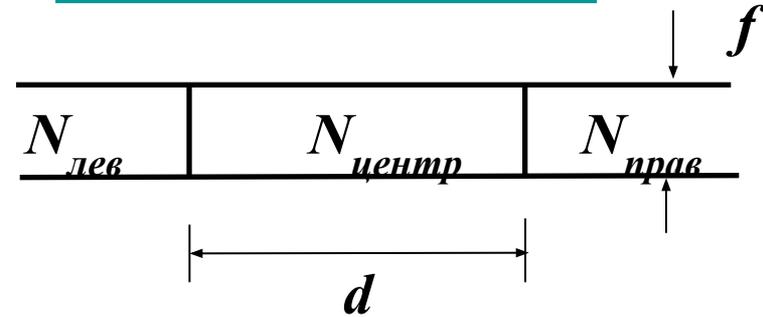
Структура с канавкой в подложке

Полосковые волноводы (метод эффективного показателя преломления)

Структура полоскового гребневого волновода:

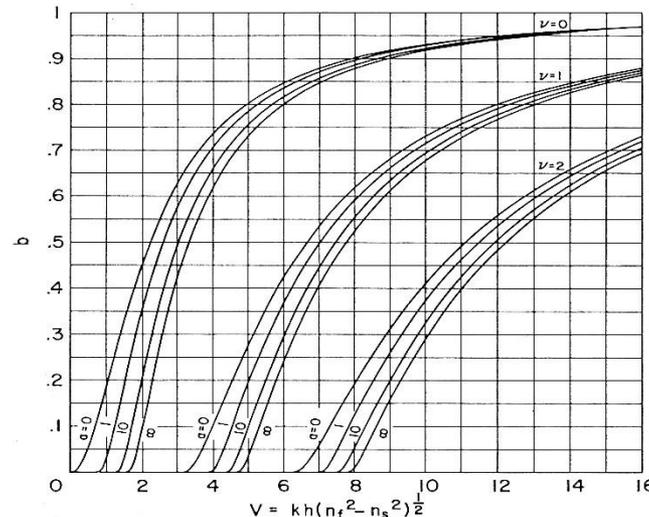


Эффективный волновод:



Если теперь назвать:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{центр}} &\rightarrow n_f \\
 N_{\text{лев}} &\rightarrow n_s \\
 N_{\text{прав}} &\rightarrow n_c
 \end{aligned}
 \rightarrow$$



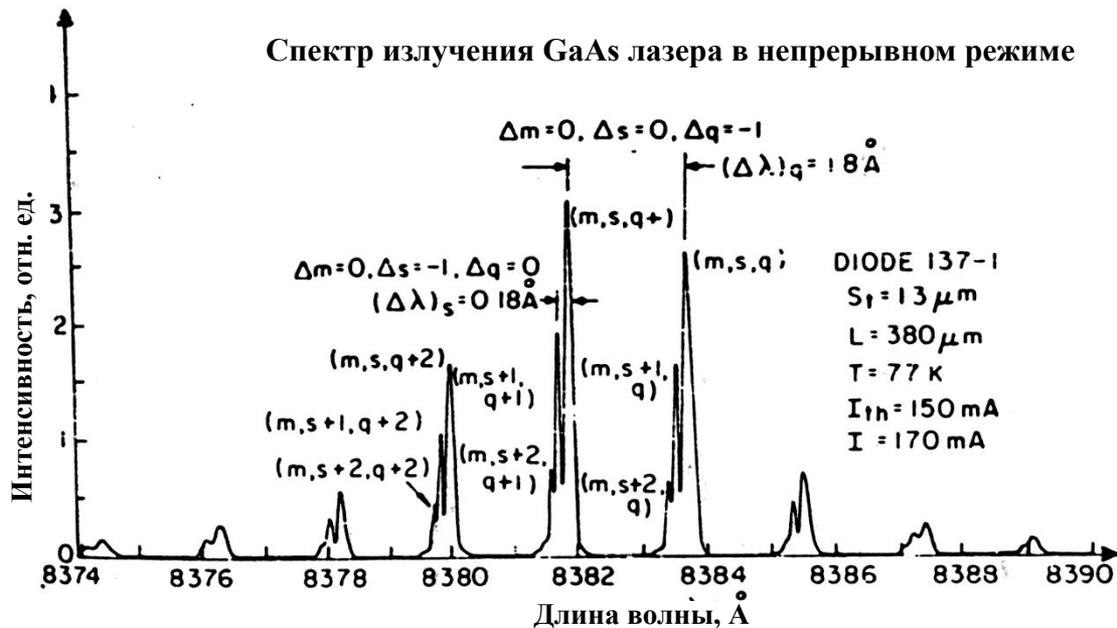
то можно определить эффективный
показатель преломления всего
волновода

N

Влияние фактора оптического ограничения Γ_m и коэффициента отражения на зеркалах R_m на порог инжекционного лазера

С учетом предыдущего рассмотрения пороговое условие имеет вид:

$$G_m = \Gamma_m g(E_{\max}) = \Gamma_m \alpha_{fc}^{act} + (1 - \Gamma_m) \alpha_{fc}^{clad} + \alpha_{scatt.} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_m}$$



Результат конкуренции различных поперечных мод (видно по спектру излучения лазера) определяется соотношением между Γ_m и R_m

Баланс носителей и фотонов в инжекционных лазерах

Связь между током накачки и скоростью рекомбинации носителей в активном слое

Модель:

- Распределение тока однородно по поверхности лазера
- Концентрация носителей в акт. слое однородна
- Распределение плотности фотонов в волноводе

однородно

Количество электронов,
инжектированных в

активный слой в 1 сек через площадку 1
см²:

$$\frac{J}{e} \gamma$$

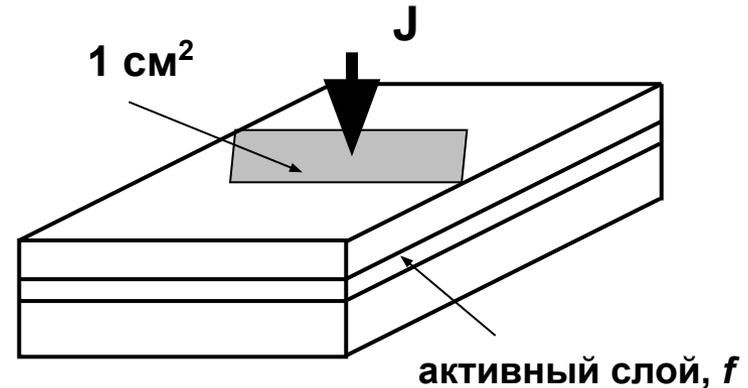
J – плотность тока, e - заряд электрона, γ – эффективность инжекции

(утечка носителей через барьеры в гетероструктуре может привести к $0 < \gamma < 1$). Инжектированные носители рекомбинируют в активном слое толщиной f .

В стационарных условиях соблюдается условие:

$$\frac{J}{e} \gamma = R f$$

R - полная скорость рекомбинации, включая излучательные и безизлучательные переходы



Уравнение баланса для носителей

В общем случае (нестационарные условия) уравнение баланса имеет вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ef} \gamma - R^{nonrad} - R_{sp}^{rad} - R_{st}^{rad}$$

Раньше мы использовали выражение: $R^{nonrad} + R_{sp}^{rad} = n/\tau_s$

Время жизни носителей $\tau_s^{-1} = An + Bn^2 + Cn^3$ (включает излучательные и безизлучательные переходы). $\tau_s \sim 10^{-9}$ сек

R_{st}^{rad} - необходимо суммировать по всем продольным модам (Поперечными модами пренебрегаем, т.к. считаем распределение плотности фотонов однородным)

С учетом этого уравнение баланса имеет вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ef} \gamma - \frac{n}{\tau_s} - \sum_m r_{st}(n, \omega_m) S_m$$

S_m - плотность фотонов в моде "m"

Уравнение баланса для плотности фотонов

Баланс плотности фотонов в моде “m”:

$$\frac{dS_m}{dt} = \Gamma r_{st}(n, \omega_m) S_m - \frac{S_m}{\tau_p} + \Gamma \beta (Bn^2)$$

вклад
стимулированного
излучения

потер
и

вклад спонтанного
излучения
в моду

Важные замечания:

1. Γ - фактор оптического ограничения.
Все рекомбинационные члены $\propto \Gamma$, поскольку рекомбинация происходит в объеме, меньшем чем объем занимаемый фотонами.
2. τ_p - время жизни фотонов в резонаторе ($\tau_p \sim 10^{-12}$ сек).
3. β - доля спонтанного излучения, попадающая в моду “m”.
В инжекционных лазерах $\beta \sim 10^{-3} \div 10^{-5}$, что много больше, чем в других типах лазеров !

$$\beta \sim V_{\text{рез}}^{-1}$$

Время жизни фотонов в резонаторе (τ_p)

Если резонатор без усиления и поглощения, то в нем

начальная плотность фотонов S_0 убывает по

закону: $\frac{dS}{dt} = -\frac{S}{\tau_p} \Rightarrow S = S_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}}$

После двойного прохода резонатора за время $t = 2NL/c$

плотность фотонов уменьшится и станет равной:

$$S_t = S_0 e^{-\frac{2NL}{c\tau_p}} \quad (1)$$

С другой стороны мы знаем, что после двойного прохода резонатора:

$$S_t = S_0 e^{-2\alpha_i L} R_1 R_2 \quad (2)$$

Приравнявая (1) и (2)

получим:

$$e^{\frac{2NL}{c\tau_p} - 2\alpha_i L} = \frac{1}{R_1 R_2} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{N} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right)$$



Оценка времени жизни

фотонов:

$t_p^{-1} = 10^{10} (10 + 40) = 5 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$; $t_p \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ s} = 2 \text{ ps}$ (сравните с $t_s \approx 1 \text{ ns}$!)

Одномодовое приближение

Система уравнений баланса:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ef} \gamma - \frac{n}{\tau_s} - \nu g(n) S$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \nu g(n) S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta (Bn^2)$$

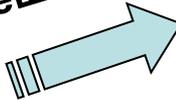
В случае одной моды мы используем соотношение:

$$r_{st}(n) = \nu g(n)$$

В стационарных условиях:

$$\frac{J}{ef} \gamma - \frac{n}{\tau_s} - \nu g(n) S = 0$$

$$\Gamma \beta (Bn^2) - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \nu g(n) S = 0$$

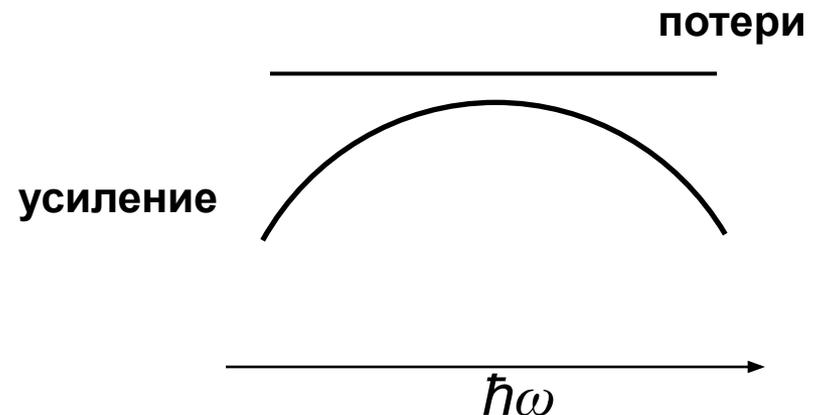
решение 

$$S = \frac{\Gamma \beta (Bn^2)}{\frac{1}{\tau_p} - \Gamma \nu g(n)} \quad (*)$$

1. $S > 0$ когда $1/\tau_p - \Gamma \nu g(n) > 0$
т.е. **усиление всегда меньше потерь!**

2. Из (*) видно, что лазер работает как

усилитель спонтанного излучения!



Решение стационарной системы: Плотность носителей

$$\frac{J\gamma}{ef} - \frac{n}{\tau_s} - \nu g(n) S = 0 \quad (1)$$

$$\Gamma\beta (Bn^2) - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma\nu g(n) S = 0 \quad (2)$$

Умножим (1) на Γ и сложим с (2):

$$\Gamma \frac{J\gamma}{ef} - \Gamma \frac{n}{\tau_s} + \Gamma\beta \frac{n}{\tau_s} - \frac{S}{\tau_p} = 0 \quad (**)$$

$$Bn^2 \rightarrow \approx \frac{n}{\tau_s}$$

Исключим S из (**), используя выражение (*) с предыдущего слайда:

$$\frac{J\gamma}{ef} - \frac{n}{\tau_s} (1 - \beta) - \frac{\frac{\beta n}{\tau_s \tau_p}}{\frac{1}{\tau_p} - \Gamma\nu g(n)} = 0$$

Решение можно легко найти в приближении линейной зависимости усиления от концентрации носителей:

$$\nu g(n) \rightarrow \nu \frac{\partial g}{\partial n} (n - n_0) = A(n - n_0)$$

$$n^2 - \left[\frac{J\gamma \tau_s}{ef(1-\beta)} + \frac{1}{\tau_p \Gamma A(1-\beta)} + n_0 \right] n + \frac{J\gamma \tau_s}{ef} \frac{1}{\Gamma A(1-\beta)} \left(\frac{1}{\tau_p} + \Gamma A n_0 \right) = 0$$

Далее обозначим: $J\gamma\tau_s/ef = n_1$, $1/(\tau_p \Gamma A) = n_2$, положим $\beta = 0$ (потом вернемся к $\beta \neq 0$)

Зависимость концентрации носителей от плотности тока

Используя эти обозначения
получим

простое квадратное уравнение:

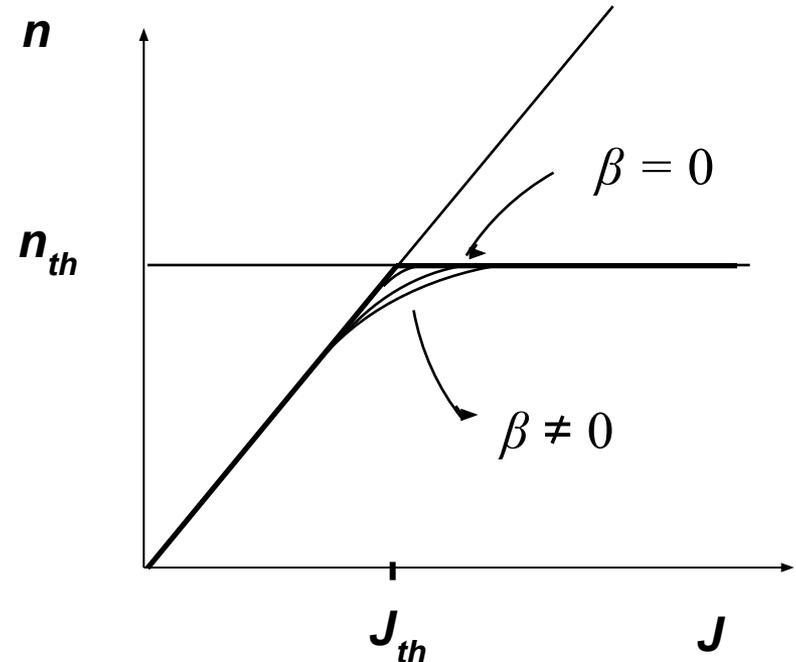
$$n^2 - (n_1 + n_2 + n_0) n + n_1(n_2 + n_0) = 0$$

Его

решение:

$$n = \frac{n_1 + n_2 + n_0}{2} \pm \frac{n_1 - n_2 - n_0}{2}$$

$$n = \begin{cases} n_1 = \frac{J \gamma \tau_s}{e f} \\ n_2 + n_0 = \frac{1}{\tau_p \Gamma A} + n_0 \equiv n_{th} \end{cases}$$



1. Концентрация носителей (и усиление) вначале растет линейно с током ...
2. Выше порога концентрация носителей и усиление не зависят от тока (**насыщение !**)
3. При $\beta \neq 0$ острый угол становится плавным

$$J_{th} = \frac{n_{th}}{\gamma \tau_s} e f$$

Решение для плотности фотонов

Вернемся к выражению

(**):

$$\Gamma \frac{J\gamma}{ef} - \Gamma \frac{n}{\tau_s} (1 - \beta) - \frac{S}{\tau_p} = 0$$

Решим это уравнение относительно S (полагая вначале $\beta=0$):

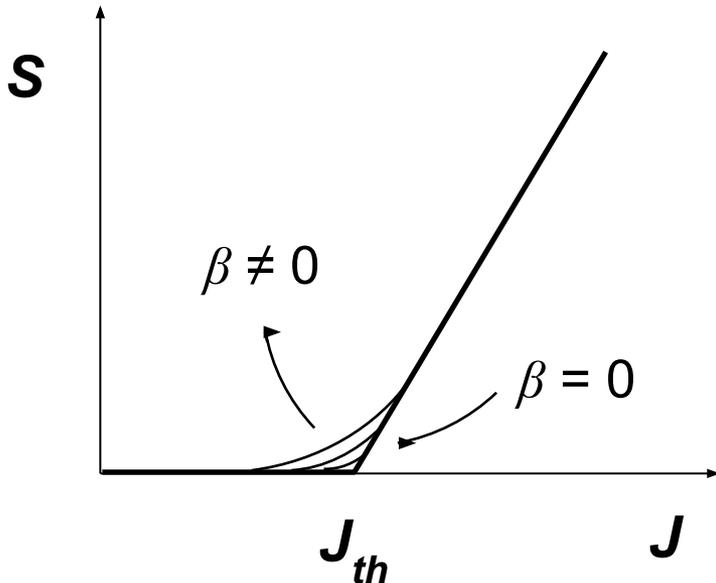
$$S = \Gamma \frac{J\gamma\tau_p}{ef} - \Gamma \frac{\tau_p}{\tau_s} n$$

при n ниже порога

при n выше порога

$$\Gamma \frac{J\gamma\tau_p}{ef} - \Gamma \frac{\tau_p}{\tau_s} \frac{J\gamma\tau_s}{ef} = 0$$

$$\Gamma \frac{J\gamma\tau_p}{ef} - \Gamma \frac{\tau_p}{\tau_s} n_{th} = \frac{\Gamma\tau_p}{ef} \gamma (J - J_{th})$$



1. «Острота угла» зависит от величины β

2. Выше порога плотность фотонов **линейно зависит от тока**

3. Наклон прямой $S(J)$ зависит от ряда параметров ($\Gamma, \tau_p, \gamma, f$)

Плотность порогового тока

Подставим выражение для n_{th} в формулу для плотности порогового тока J_{th} :

$$J_{th} = \frac{e f n_{th}}{\gamma \tau_s} = \frac{e f}{\gamma \tau_s} \left(\frac{1}{\tau_p \Gamma A} + n_0 \right) = \frac{e f n_0}{\gamma \tau_s} + \frac{e f}{\gamma \tau_s \Gamma g'} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right)$$

ток, необходимый для достижения состояния инверсии (ток инверсии)

ток, необходимый для компенсации оптических потерь в резонаторе

Оценим величину J_{th} , используя значения параметров, типичные для ДГС лазеров:

$e = 1.6 \cdot 10^{-19}$, концентрация прозрачности $n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $f = 0.2 \text{ мкм}$, $\gamma = 1$, $\tau_s = 3 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, $g' = \partial g / \partial n = 10^{-16} \text{ см}^2$, $\Gamma = 0.6$, $\alpha_i = 10 \text{ см}^{-1}$, $L = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $R = 0.3$

$$J_{th} = \frac{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{18}}{3 \cdot 10^{-9}} + \frac{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{-5}}{3 \cdot 10^{-9} \cdot 0.6 \cdot 10^{-16}} \left(10 + \frac{1}{5 \cdot 10^{-2}} \ln \frac{1}{0.3} \right) =$$

$$= 1.2 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2 + 0.6 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2 = 1.8 \text{ kA/cm}^2$$

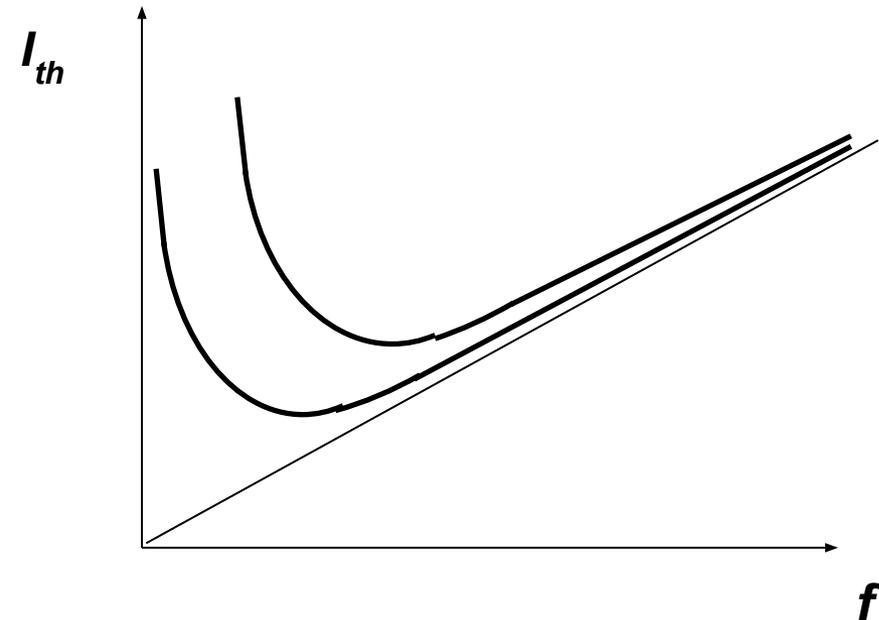
В ДГС лазерах основной вклад в пороговый ток дает ток инверсии

Зависимость порогового тока от f и Γ

Пороговый ток есть плотность тока, умноженная на ширину лазера W

и на длину резонатора L :

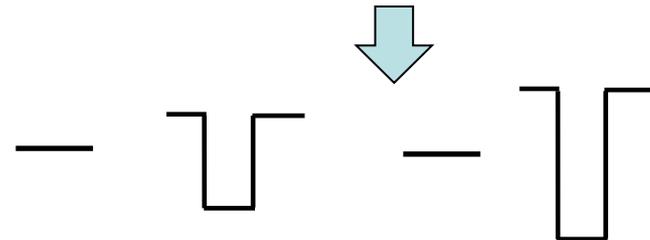
$$I_{th} = \frac{en_0 w L f}{\gamma \tau_s} + \frac{e w f L}{\gamma \tau_s \Gamma g'} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right)$$



Важные

моменты:

1. При $f \rightarrow 0$ $I_{th} \rightarrow \infty$ т.к. при $f \rightarrow 0$ $\Gamma \propto f^2$
2. $I_{th}(\min)$ и f_{opt} зависят от величины Γ
3. При увеличении разницы ширин зон активного слоя и ограничивающих слоев (эмиттеров) достигается уменьшение порогового тока

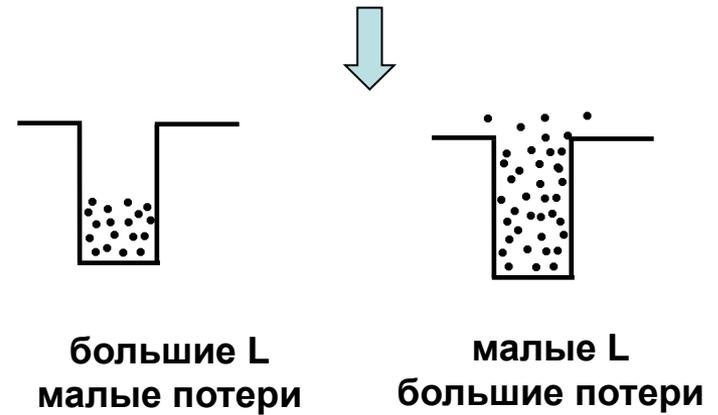
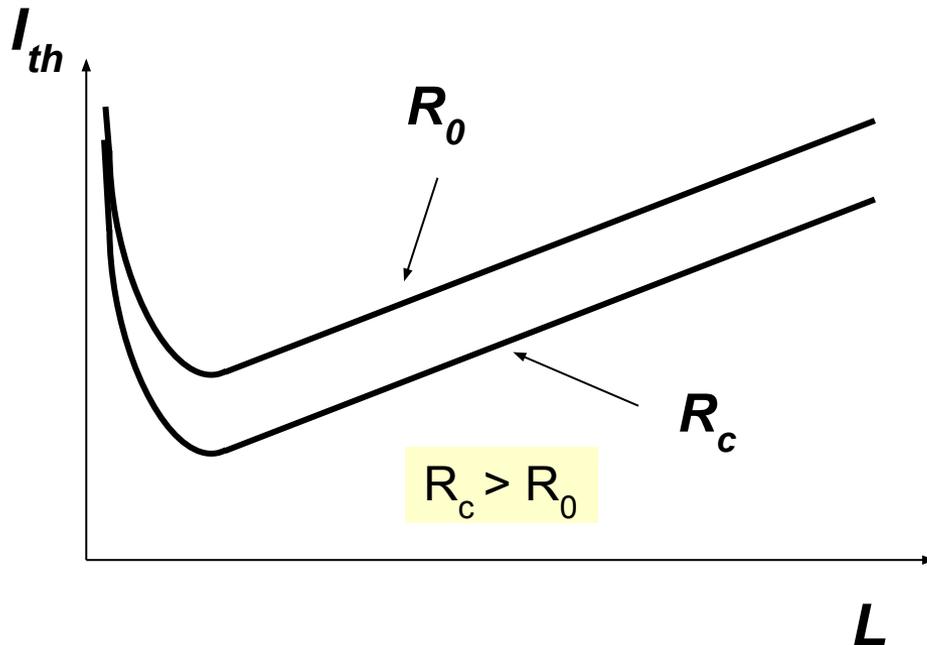


Зависимость порогового тока от длины резонатора L и коэффициента отражения зеркал R

$$I_{th} = \frac{en_0 w L f}{\gamma \tau_s} + \frac{e w f}{\gamma \tau_s \Gamma g'} \left(L \alpha_i + \ln \frac{1}{R} \right)$$

1. При больших L зависимость линейная (наклон зависит от w, f, t_s, n_0, g')

2. При малых L рост порогового тока обусловлен “переполнением” активного слоя:



3. Минимальная величина порогового тока зависит от отражения зеркал
 R_0 - естественный скол
 R_c - нанесено отражающее покрытие

Внешняя дифференциальная эффективность излучения лазера

Связь мощности излучения (через одно зеркало) $P^{(1/2)}$ с плотностью фотонов в резонаторе S :

$$P^{(1/2)} = \frac{1}{2} S \hbar \omega v \frac{w f}{\Gamma} \ln \frac{1}{R}$$

Подставляя сюда выражение для $S(I)$ получим:

$$P^{(1/2)} = \frac{1}{2} \gamma \frac{\Gamma \tau_p}{e f} \frac{I - I_{th}}{w L} \hbar \omega v \frac{w f}{\Gamma} \ln \frac{1}{R} = \frac{1}{2} \gamma \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}} \frac{\hbar \omega}{e} (I - I_{th})$$

Внешняя дифференциальная эффективность излучения лазера

$$\eta_d = \frac{1}{2} \gamma \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}$$

Мощность излучения:

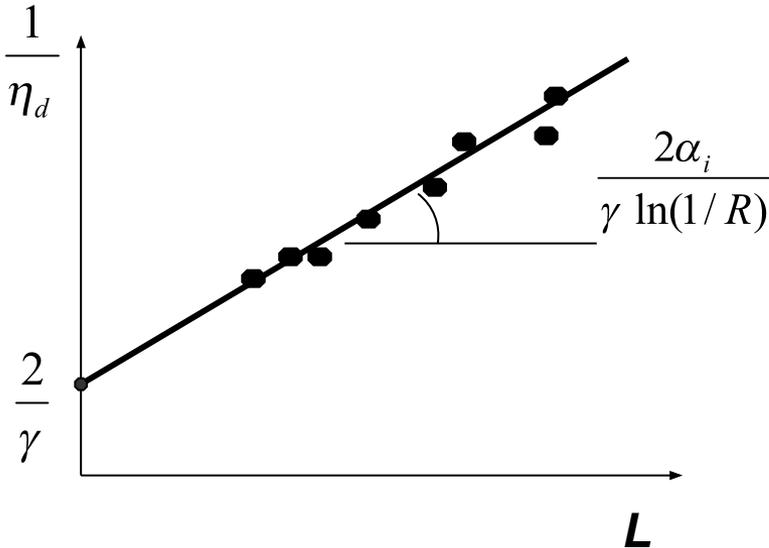
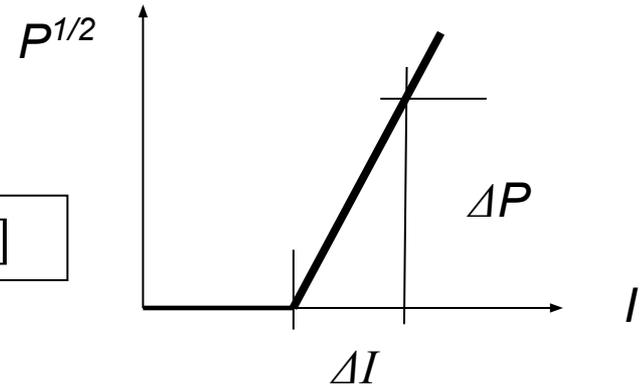
$$P^{(1/2)} = \eta_d \frac{\hbar \omega}{e} (I - I_{th})$$

Измерение дифференциальной эффективности, эффективности инжекции и внутренних потерь. КПД лазера

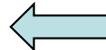
Дифференциальная эффективность измеряется по наклону зависимости $P^{1/2}(I)$:

$$\eta_d = \frac{P^{(1/2)}}{(I - I_{th}) \frac{\hbar \omega}{e}}$$

$$\hbar \omega / e \approx E_g \text{ [B]}$$



$$\eta_d = \frac{\gamma}{2} \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}$$



Сравните:

1/2 КПД



Дифф. эффективность



$$\eta_d = \frac{P^{(1/2)}}{(I - I_{th}) \frac{\hbar \omega}{e}}$$

$$\eta^{(1/2)} = \frac{P^{(1/2)}}{I U_{ext}}$$