

СОВРЕМЕННЫЕ ЛАЗЕРЫ: новые грани света

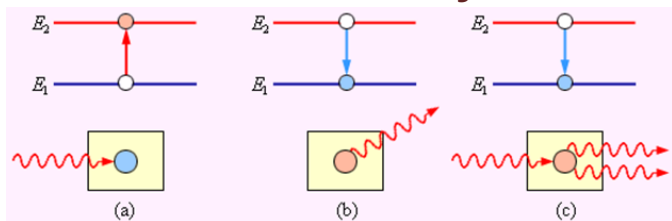
Лекция 6

УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Взаимодействие излучения с активной средой.

Термодинамическое равновесие и инверсия населенности. Накачка лазерного перехода. Усиление излучения. Коэффициент усиления. Ширина полосы усиления. Фазовый сдвиг. Пороговые условия генерации. Трех- и четырехуровневая схема накачки. Некоторые лазерные среды. Однородно и неоднородно уширенные лазерные переходы

Взаимодействие излучения с активной средой.



- (a): поглощение
(b): спонтанное излучение
(c): вынужденное излучение

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

"Strahlungs-emission und -absorption
nach der Quantentheorie," Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 18, pp.318–323, 1916

Излучение – поток фотонов, каждый имеет энергию $h\nu_{21}$

Интенсивность (плотность потока энергии) – энергия света, проходящая через единичную площадку в единицу времени

$$I = \frac{\Delta W}{\Delta t \Delta S} = \frac{P}{\Delta S}$$

Плотность потока фотонов – число фотонов, проходящих через единичную площадку за единицу времени

$$F = \frac{I}{h\nu_{12}}$$

Взаимодействие излучения с активной средой.

Для упрощения, вещество будем считать состоящим из невзаимодействующих (независимых) **двухуровневых атомов**.

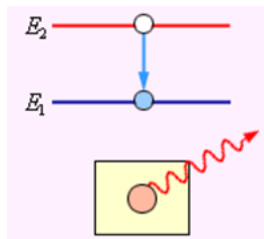
В отсутствии внешнего возмущения в состоянии E_1 атом может находиться сколь угодно долго (**основное состояние**).

Переход $E_2 \rightarrow E_1$ с излучением фотона может произойти без внешнего воздействия, спонтанно. При спонтанном излучении фазы волн никак не связаны. Направление излученных волн случайно.

Из условия спонтанности переходов следует, что их скорость (количество в единицу времени) пропорциональна концентрации атомов N_2 в **возбужденном** состоянии E_2 :

$$\left(\frac{\Delta N_2}{\Delta t} \right)_{sp} = -A_{21} N_2,$$

$$\tau_{12}^{sp} = \frac{1}{A_{21}} \text{ — время жизни уровня при спонтанных переходах}$$

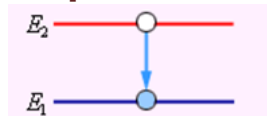


Взаимодействие излучения с активной средой.

Из E_2 в E_1 атом может перейти и без излучения фотона (безызлучательный переход):

$$\left(\frac{\Delta N_2}{\Delta t} \right)_{nr} = - \frac{N_2}{\tau_{12}^{nr}}$$

τ_{12}^{nr} – безызлучательное время жизни



Взаимодействие излучения с активной средой.

При прохождении волны с частотой $\nu = \nu_{21}$ может произойти переход из E_1 в E_2 . Энергия $E_2 - E_1$ для перехода берется из проходящей волны – **поглощение**.

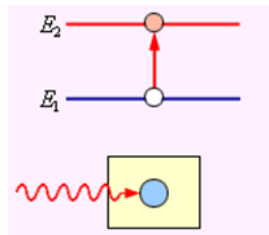
Скорость таких переходов (количество в единицу времени) пропорциональна концентрации атомов N_1 в **основном** состоянии E_1 :

$$\left(\frac{\Delta N_1}{\Delta t} \right)_{abs} = -W_{12} N_1$$

Коэффициент W_{12} есть вероятность поглощения фотона атомом в единицу времени. Пусть вещество освещается потоком фотонов с плотностью F , тогда:

$$W_{12} = \sigma_{12} F$$

σ_{12} - сечение или «эффективная площадь атома» прохождения фотона через которую приводит к его поглощению.



Взаимодействие излучения с активной средой.

Переход $E_2 \rightarrow E_1$ может быть вызван взаимодействием атома с фотоном частотой $\nu = \nu_{21}$. Испущенный при этом фотон добавляется к существующему – **вынужденное излучение**.

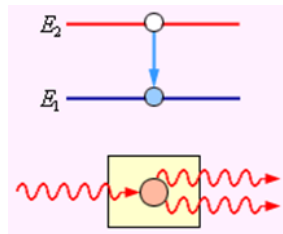
Скорость таких переходов (количество в единицу времени) пропорциональна концентрации атомов N_2 в **возбужденном** состоянии E_2 :

$$\left(\frac{\Delta N_2}{\Delta t} \right)_{st} = -W_{21} N_2$$

Коэффициент W_{21} есть вероятность вынужденного испускания фотона атомом в единицу времени. Аналогично случаю поглощения:

$$W_{21} = \sigma_{21} F$$

σ_{12} - сечение или «эффективная площадь атома» прохождения фотона через которую приводит к вынужденному излучению.



Взаимодействие излучения с активной средой.

При вынужденном излучении фаза и направление испускаемых фотонов совпадают с фазой и направлением падающих.

Для **невырожденных** состояний, как было впервые показано Эйнштейном:

$$W_{21} = W_{12} = W$$

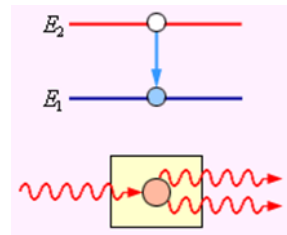
и, следовательно:

$$\sigma_{21} = \sigma_{12} = \sigma$$

Лазерный переход описывается, в простейшем случае, двумя характеристиками:

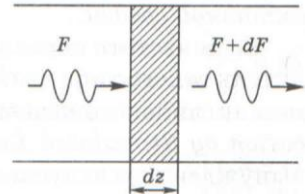
$$\tau_{sp} \text{ и } \sigma$$

Типичные значения времен спонтанных переходов, сечений вынужденного излучения и концентраций активных атомов в твердых телах лежат в диапазонах $\tau_{sp} \sim 1 \text{ нс} \dots 1 \text{ мс}$, $\sigma \sim 10^{-20} \dots 10^{-18} \text{ см}^2$ и $N \sim 10^{20} \dots 10^{21} \text{ см}^{-3}$ соответственно.



Взаимодействие излучения с активной средой.

При прохождении пучком света с плотностью потока фотонов F слоя вещества толщиной Δz , атомы которого имеют резонансный переход $\frac{E_2 - E_1}{h} = \nu_{21}$, происходит приращение



числа фотонов ΔF за счет процессов вынужденного излучения и поглощения (спонтанные переходы, при которых излучение идет во всех направлениях и может не совпадать по частоте, не учитываем)

$$\Delta F = \sigma F (N_2 - N_1) \Delta z$$

При $N_2 > N_1$ среда **усиливающая**, а при $N_2 < N_1$ - **поглощающая**.

В случае слабых сигналов, когда N_1 и N_2 меняются слабо, получим:

$$F(z) = F_0 e^{\sigma(N_2 - N_1)z}$$

экспоненциальное нарастание/убывание излучения в веществе.

Для типичных значений концентрации атомов и сечения вынужденного излучения поглощение происходит в слое вещества толщиной 0,1...10 мм

Термодинамическое равновесие и инверсия населенности.

При тепловом равновесии

$$N_i^{eq} \sim \exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right] \text{ и для}$$

концентраций атомов на уровнях лазерного перехода получаем

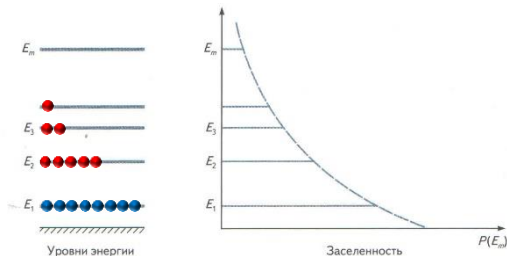
$$\frac{N_2^{eq}}{N_1^{eq}} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right]$$

Возьмем **оптический** переход с $\lambda = 550$ нм при $T = 300$ К, получим:

$$\frac{N_2^{eq}}{N_1^{eq}} = \exp\left[-\frac{hc}{\lambda kT}\right] =$$

$$= \exp\left[-\frac{6,63 \cdot 10^{-34} [\text{Дж} \cdot \text{с}] \cdot 3 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}}\right]}{550 \cdot 10^{-9} [\text{м}] \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{К}}\right] \cdot 300 [\text{К}]}\right] = \exp\left[-\frac{3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}{4,1 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}}\right] = \exp[-87]!$$

При тепловом равновесии $N_2 \simeq 0$



Термодинамическое равновесие и инверсия населенности.

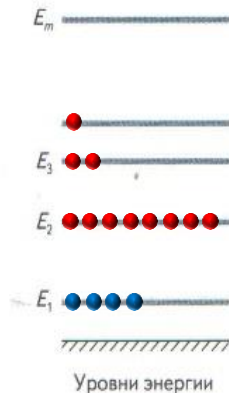
В случае $N_2 > N_1$ говорят об **инверсной населенности**.

При тепловом [термодинамическом] равновесии инверсной населенности **быть не может!** (2-ое Начало термодинамики?)

Нужен внешний источник энергии для создания инверсной населенности – **накачка** [активной среды].

Среда, в которой создается инверсная населенность с целью получения усиления – активная среда

Light **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation

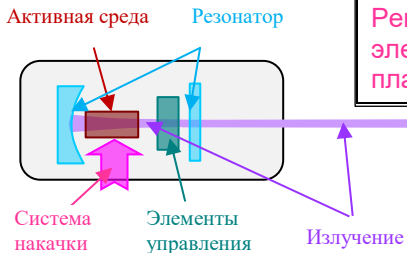


Классификации лазеров.

Активная среда
Твердотельные, в том числе волоконные
Полупроводниковые
Жидкостные. (На красителях)
Газовые
На парах металлов
На свободных электронах

Способ накачки
Оптическая накачка широкополосным и узкополосным излучением
Инжекция электронов в полупроводниковых переходах
Электрический разряд
Тепловое возбуждение
Химическая реакция
Пучком электронов
Рекомбинация электронов и ионов в плазме

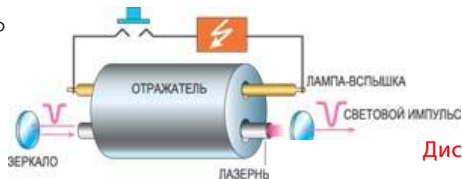
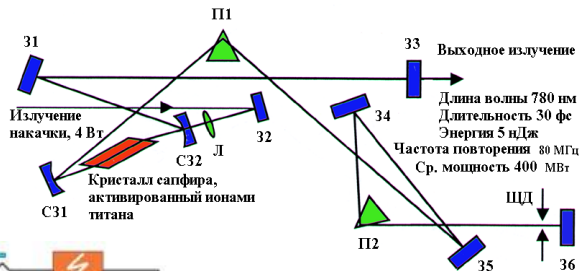
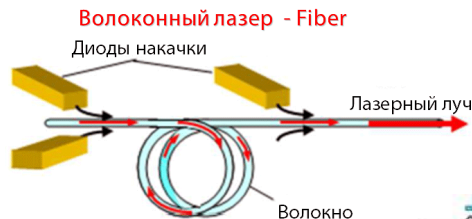
Излучение
Узкополосные/ широкополосные
Одномодовые/ многомодовые
Средняя/ пиковая мощность
Энергия/ длительность импульса
Фиксированная длина волны/ перестраиваемые



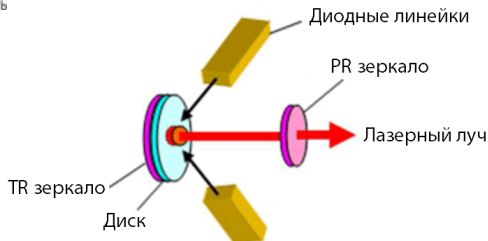
Накачка лазерного перехода.

Для создания инверсной населенности на лазерном переходе используются:

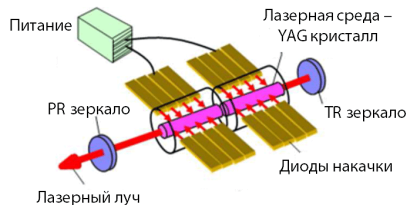
оптическая накачка



Дисковый лазер

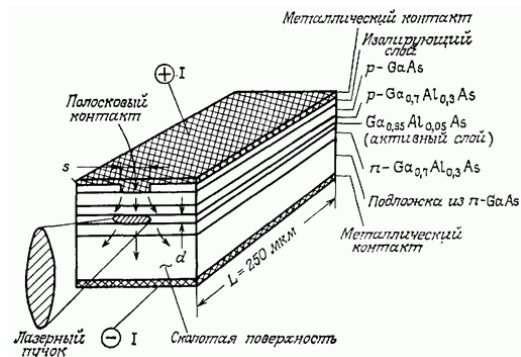
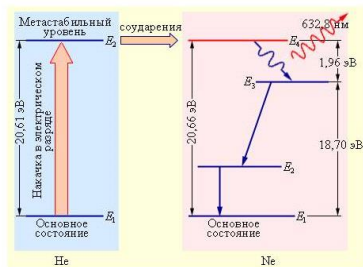


YAG лазер



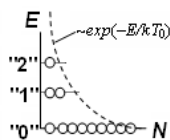
Накачка лазерного перехода.

электрическая накачка

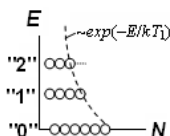


Накачка лазерного перехода.

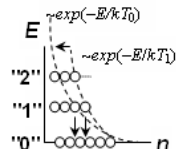
газодинамическая накачка



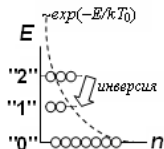
а) $T=T_0$:
термодинамическое
равновесие с
температурой T_0



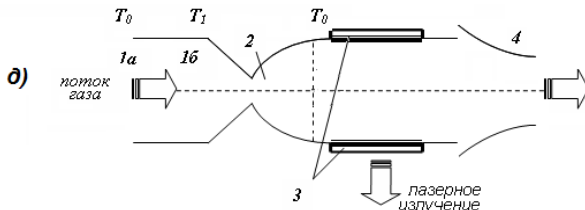
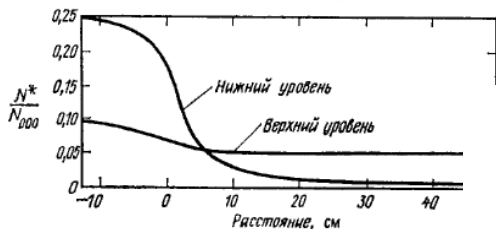
б) $T=T_1 \gg T_0$:
нагрев газа,
термодинамическое
равновесие с
температурой T_1



**в) быстрое
охлаждение
газа ($\tau_{1,2} \ll \tau_{1,2}$):**
 n_1 релаксирует к
 $n_1(T_0)$, n_2
сохраняется
 $n_2 \approx n_2(T_1)$

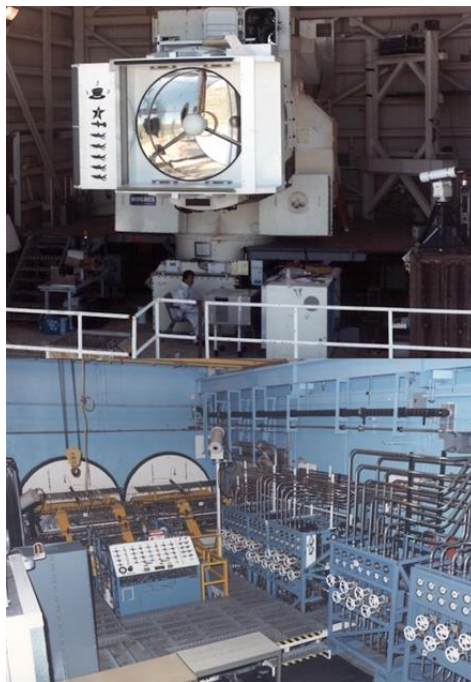
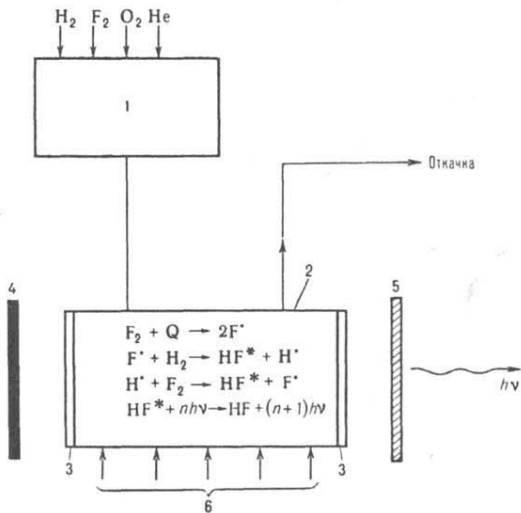


**г) возникает
инверсия
населенностей
на переходе
«2→1»**



Накачка лазерного перехода.

химическая накачка



Двухуровневая схема оптической накачки.

Далее будем говорить об **оптической накачке** лазерного перехода, поскольку этот метод **широко распространен** и сравнительно прост для анализа.

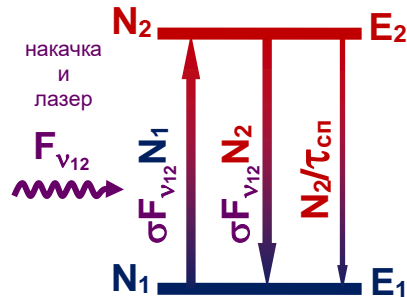
Но остаться в рамках представлений об активной среде двухуровневых атомов, не получится!

Действительно, если считать активную среду двухуровневой с переходом в оптическом диапазоне, то без накачки, как мы видели, все атомы будут в нижнем [основном] состоянии.

Создать инверсную ($N_2 > N_1$) населенность на лазерном переходе при поглощении излучения накачки на том же переходе нельзя, поскольку при выравнивании населенностей ($N_2 = N_1$) наступает динамическое

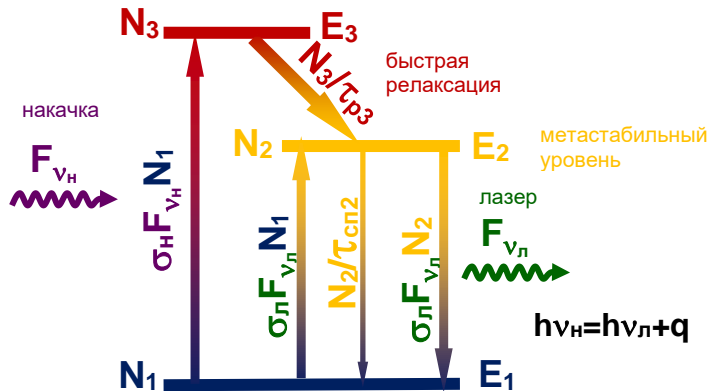
равновесие между поглощением $\left(\frac{\Delta N_1}{\Delta t}\right)_{abs} = -\sigma F_{\nu_{12}} N_1$ и вынужденным

испусканием $\left(\frac{\Delta N_2}{\Delta t}\right)_{st} = -\sigma F_{\nu_{12}} N_2$



Трехуровневая схема накачки.

Добавляем в рассмотрение еще один уровень

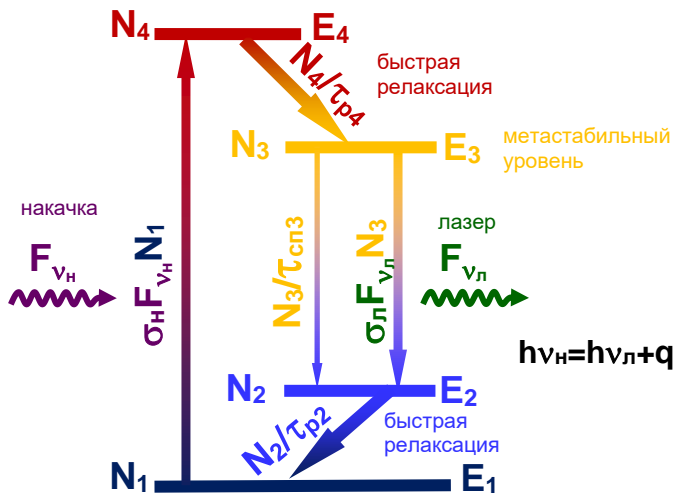


Чтобы получить преобладание вынужденного испускания над поглощением на лазерной частоте, нужно создать инверсную населенность на переходе $E_2 \leftrightarrow E_1$, т.е. «перебросить наверх» больше половины активных атомов. Нужна **очень мощная накачка**:

$$P_H = \frac{N_1 h \nu_H}{2\tau_{сп}} = \frac{10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}}{2 \cdot 10^{-3} \text{ с}} = 18 \frac{\text{кВт}}{\text{см}^3}$$

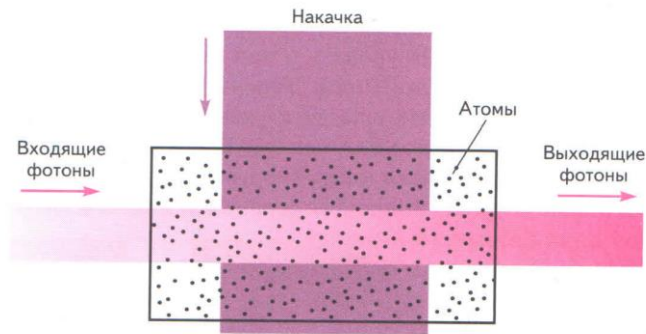
Четырехуровневая схема накачки.

Добавляем в рассмотрение еще один уровень



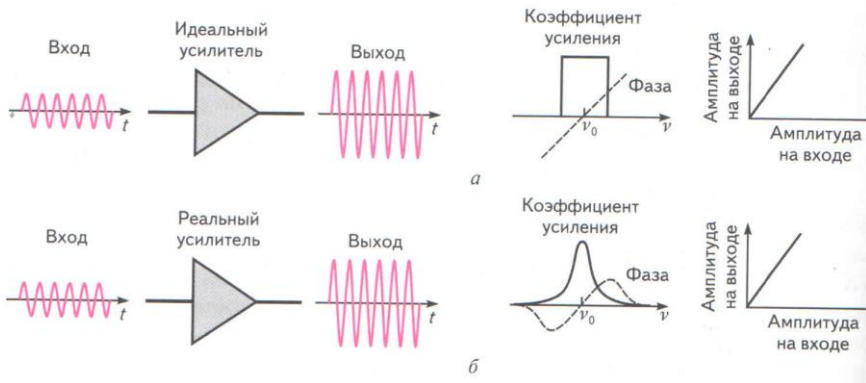
Если нижний уровень лазерного перехода E_2 не заселен, то инверсная населенность на лазерном переходе $E_3 \leftrightarrow E_2$ возникает при любой накачке. Но **потери энергии велики** по сравнению с трехуровневой схемой

Усиление излучения.



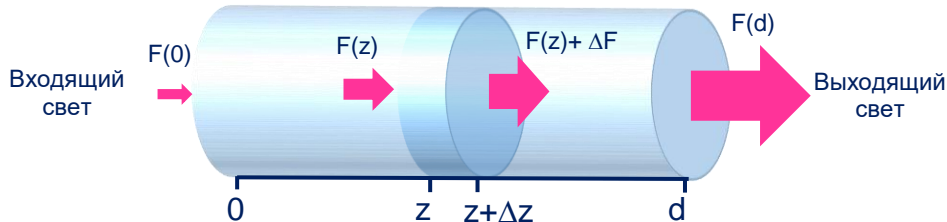
- Накачка (возбуждение) активной среды
- Создание инверсной заселенности
- Взаимодействие падающих фотонов с атомами (ионами)
- Вынужденное излучение и нарастание потока фотонов
- Частоты и фазы вынужденного и падающего излучения совпадают
- Когерентное усиление при преобладании вынужденного излучения над поглощением

Основные характеристики лазерного усилителя



- Коэффициент усиления
- Ширина полосы
- Фазовый сдвиг
- Схема накачки и скоростные уравнения
- Нелинейность и насыщение усиления
- Шум

Коэффициент усиления.



Увеличение числа фотонов на длине Δz

$$\Delta F = \sigma(N_2 - N_1)F(z)\Delta z = \gamma F \Delta z$$

Увеличение потока фотонов при распространении

$$F(z) = F(0)e^{\gamma z}$$

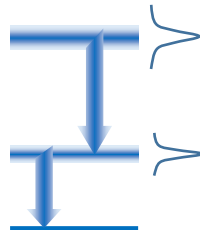
Коэффициент усиления активной среды длиной d

$$G = \frac{F(d)}{F(0)} = e^{\gamma d}$$

Ширина полосы усиления.

До сих пор для упрощения мы считали, что все уровни энергии атомов идеально узкие.

На практике, нулевую ширину имеет только основной уровень и при переходах поглощается/испускается излучение в некотором диапазоне (полосе) частот.



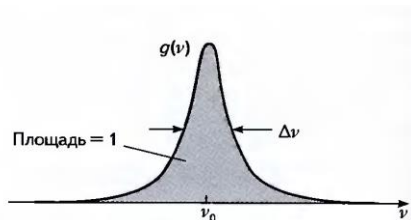
Уединенный (невзаимодействующий) атом

характеризуется **естественной шириной линии** $\Delta\nu_e$ излучения с лоренцевой формой.

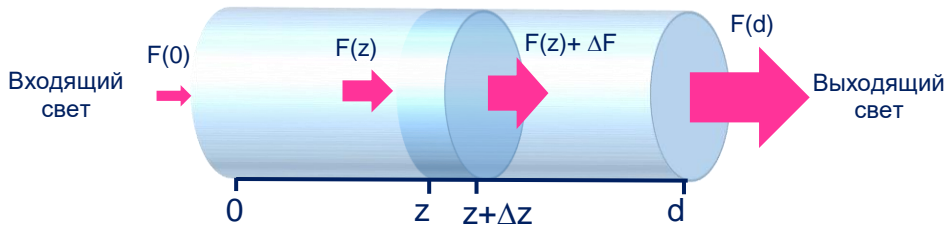
$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_e/2\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_e/2)^2}$$

Ширина линии равна сумме ширин начального и конечного уровней

$$\Delta\nu_e = \Delta\nu_{\text{нач}} + \Delta\nu_{\text{кон}}$$



Ширина полосы усиления.



Для учета конечной ширины линии учтем наличие фотонов с разными частотами и зависимость сечения от частоты

$$\Delta F_\nu = \sigma(\nu)(N_2 - N_1)F_\nu(z)\Delta z = \gamma(\nu)F_\nu\Delta z$$

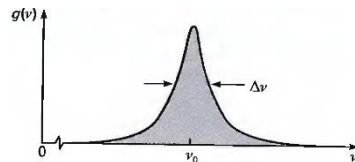
В случае лоренцевой формы линии
$$\gamma(\nu) = \gamma(\nu_0) \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2}$$

Увеличение потока фотонов
$$F_\nu(z) = F_\nu(0)e^{\gamma(\nu)z}$$

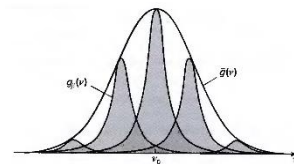
Коэффициент усиления активной среды длиной d
$$G_\nu = \frac{F_\nu(d)}{F_\nu(0)} = e^{\gamma(\nu)d}$$

Однородно и неоднородно уширенные лазерные переходы

Активные атомы, внедренные в **кристаллические** матрицы в небольших концентрациях (~1 ат%, Nd:YAG, Yb:YAG, Er:YAG, Nd:YLF, Nd:YVO, ...) находятся в идентичных условиях. Взаимодействие с матрицей приводит к увеличению ширины (уширению) и частотному сдвигу линий излучения, одинаковым для всех атомов. При этом форма линии одного атома и группы атомов совпадают. Такое уширение называется **однородным** и описывается **лоренцевой** формой линии. Однородным является, также, уширение линий излучения в плотных газах за счет **столкновений**.



Активные атомы в **стеклах**, активные молекулы в **растворах** и атомы/молекулы в **разреженных газах** излучают/поглощают, находясь в различных условиях, и их уширения и сдвиги линий отличаются. В разные участки линии излучения активной среды дают вклад различные группы активных частиц – **неоднородное** уширение.



Фазовый сдвиг.

Математическим свойством систем, подчиняющихся принципу причинности, является то, что действительная $H'(\nu)$ и мнимая $H''(\nu)$ части их передаточных функций связаны преобразованием Гилберта:

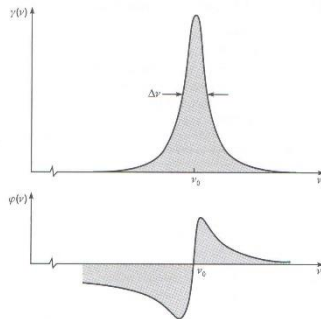
$$H'(\nu) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H''(s)}{s - \nu} ds$$

$$H''(\nu) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H'(s)}{s - \nu} ds$$

То есть, сдвиг фазы определяется через коэффициент усиления.

Для лоренцевой формы линии получается:

$\varphi(\nu) = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu} \gamma(\nu)$ - коэффициент фазового сдвига для лоренцевой формы линии



Насыщение усиления.

Можно показать, что при непрерывной накачке активной среды коэффициент усиления будет зависеть от плотности потока фотонов на входе

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + F(\nu)/F_s(\nu)}$$

При плотности потока насыщения

$$F_s(\nu) = \frac{1}{\frac{\tau_{sp}}{1 + W_n \tau_{sp}} \sigma(\nu)} \quad \text{- коэффициент усиления падает в два раза.}$$

Практически это явление означает, что количество вынужденных переходов, вызываемых входными фотонами за единицу времени сравнимо с количеством инвертируемых накачкой атомов – происходит эффективная преобразование энергии накачки в лазерное излучение

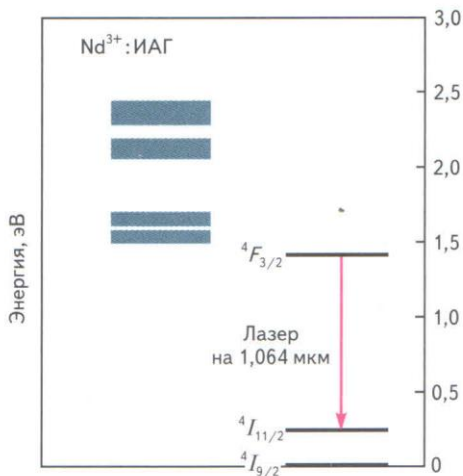
Пороговые условия генерации.

Генерация может возникнуть, если

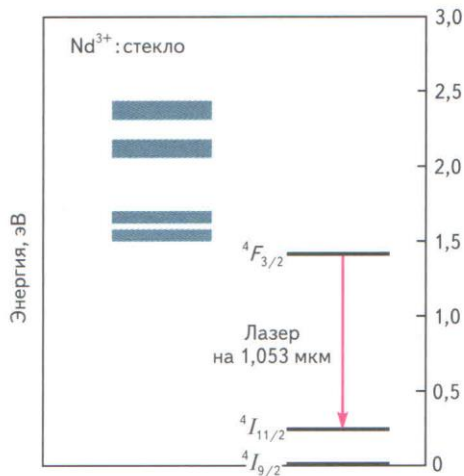
- усиление за обход превосходит потери – пороговое условие генерации;
- сдвиг фазы за обход (с учетом сдвига фазы, связанного с усилением) кратен 2π - фазовое условие генерации

Некоторые лазерные среды.

Среды, легированные лантанидами (Nd^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} и другие)



Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате (YAG)



Nd^{3+} в фосфатном стекле

Благодаря использованию переходов на внутренних экранированных электронных оболочках, полосы усиления достаточно узки

Волоконные кварцевые среды, легированные эрбием Er^{3+}

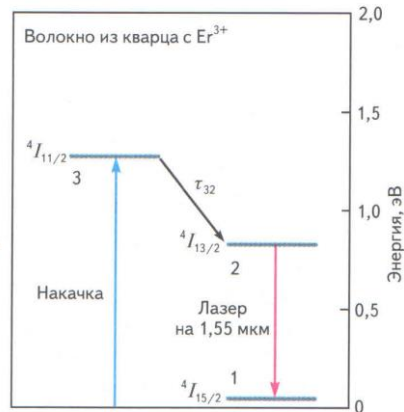


Накачка осуществляется диодным лазером на InGaAs с длиной волны 980 нм

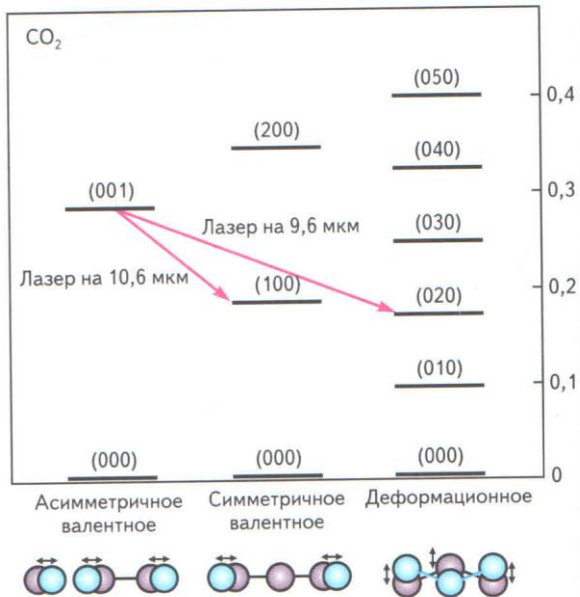
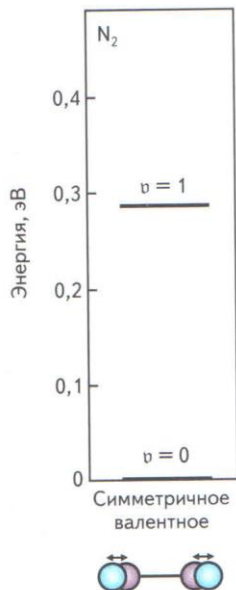
Реализуется трехуровневая схема при комнатной температуре

Генерируемая длина волны 1,55 мкм

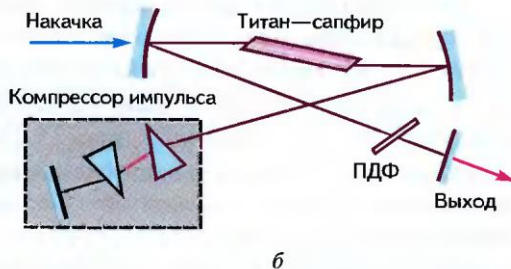
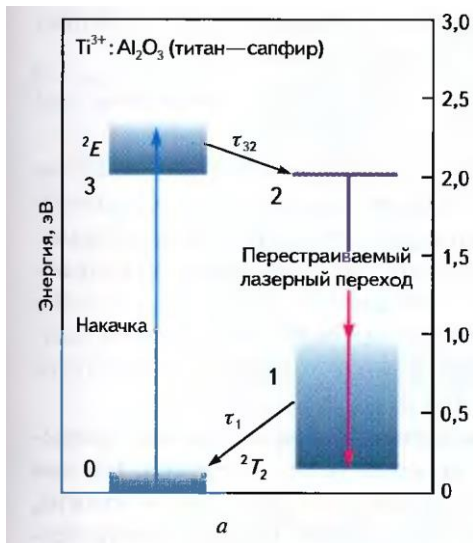
Также можно реализовать эффективное усиление (и генерацию) на длине волны 1,48 мкм



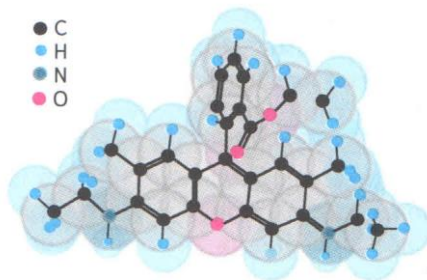
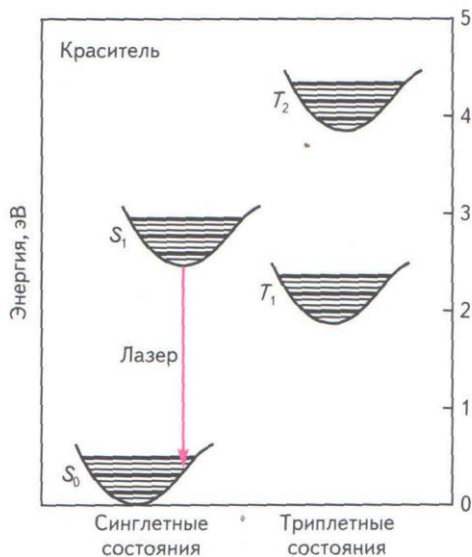
CO₂-лазер



$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (Ti:Sapphire) лазер



Лазеры на растворах органических красителей



Структура иона родамина 6G, химическая формула $C_{28}H_{31}N_2O_3^+$