

ЛЕКЦИЯ 6-7

ЛАЗЕРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ (ЛАЗЕРЫ)

Лазерный генератор (лазер) – это квантовый генератор когерентного света. В любом лазере имеется резонансный оптический усилитель, с выхода которого часть сигнала поступает на вход (**рис. 1**). Поступающий с выхода на вход сигнал согласован с изначальным входным сигналом по фазе. Генерацию электромагнитных волн может породить даже наличие небольшого шумового сигнала на входе усилителя, если такой сигнал имеет в своем составе составляющую, принадлежащую полосе усиления лазерного усилителя. Малый сигнал на входе, будет усиливаться, и часть его снова поступит на вход, снова подвергнется усилению и так далее, пока на выходе не получим достаточно большой сигнал, который ограничен насыщением коэффициента усиления самого лазерного усилителя. Система через какое-то время достигает стационарного состояния, в котором на резонансной частоте резонансного усилителя генерируется сигнал постоянной мощности.

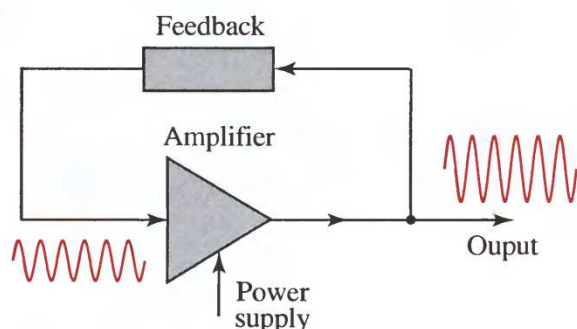


Рис. 1. Генератор – это система с положительной обратной связью.

Условия генерации лазерного излучения:

1. Усиление сигнала усилителем больше, чем потери в системе, обеспечивающей обратную связь.
2. Фазовый сдвиг сигнала, поступающего на вход из цепи обратной связи, должен быть кратным 2π , чтобы первоначальный сигнал и сигнал, переданный на вход цепью обратной связи, находились в фазе.

Если эти 2 условия выполняются, система теряет устойчивость и начинает генерировать сигнал. Усиление входного сигнала ограничено насыщением коэффициента усиления (чем больше мощность входного сигнала, тем меньше коэффициент усиления, а в пределе бесконечного большого сигнала он равен 1; это и есть «насыщение»). Стационарное состояние достигается, когда усиление сократится настолько, что будет в точности равно потерям в цепи обратной связи (**рис. 2**). В таком случае усиление просто компенсирует потери, так что каждый следующий цикл прохождения сигнала по петле прямой и обратной связи не приводит к дальнейшему увеличению мощности колебаний; последняя просто поддерживаются на одном уровне.

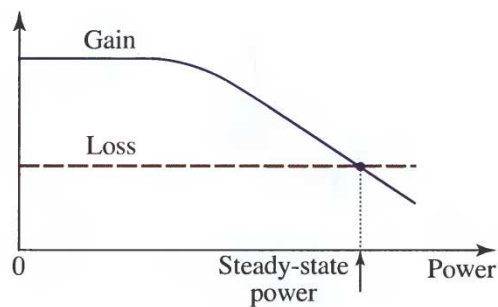


Рис. 2. Генерация может происходить, если начальное усиления усилителя превышает потери. По мере возрастания мощности колебаний усилитель переходит в режим насыщения, что приводит к сокращению усиления. Стационарное состояние достигается в точке, где потери равны усилению.

Поскольку коэффициент усиления и функция фазового сдвига – функции частоты, два условия генерации выполняются лишь для одной или нескольких частот, являющихся резонансными частотами генератора. Полезная мощность отбирается посредством отвода части мощности от генератора.

Таким образом, лазерный генератор состоит из:

- 1) усилителя, способного перейти в режим насыщения;
- 2) системы обратной связи;
- 3) механизма отбора частот;
- 4) схемы отвода генерируемой мощности.

Рассмотрим, что собой на практике представляют неотъемлемые части лазерного генератора (**рис. 3**).

Усилителем является лазерный усилитель, рассмотренный ранее. Как известно, лазерные усилители переходят в *режим насыщения* при достижении определенного уровня мощности входного сигнала. *Обратная связь* на практике осуществляется путем помещения активной среды в оптический резонатор, в котором циркулирует свет, отражаясь поочередно от правого и левого зеркал. *Отбор частот* осуществляется как благодаря резонансной зависимости коэффициента передачи усилителя, так и самому резонатору, в котором могут существовать лишь определенные моды. Одно из зеркал оптического резонатора непременно делается полупрозрачным, чтобы обеспечить *ОТВОД МОЩНОСТИ*.

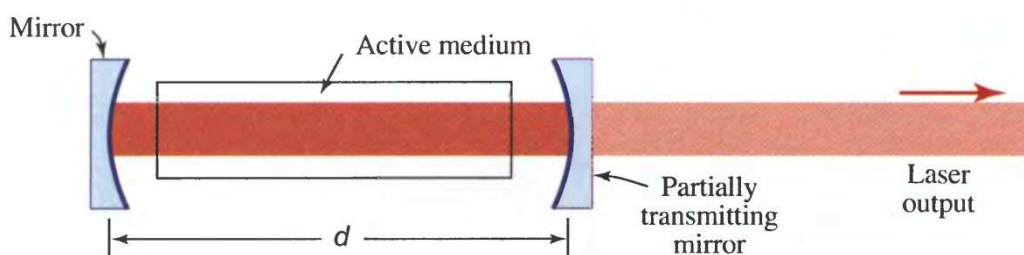


Рис. 3. Лазер состоит из оптического усилителя (который содержит активную среду), помещенного в оптический резонатор. Генерируемая мощность отводится через полупрозрачное зеркало.

Существует множество видов лазеров, используемых в целых мириадах научных и технических приложений, включая интерферометрию, спектрометрию, обработку изображений, литографию, метрологию, системы связи, обработку материалов. Нет необходимости говорить о том, что лазеры неопределимы для фундаментальных исследований во всех областях фотоники, а также всех областях науки и техники, включая медицину. Предвестниками лазеров были *мазеры* (акроним, от *англ. maser* – **m**icrowave **a**mplification of **s**timulated **e**mission of **r**adiation). Принцип работы лазера/мазера может быть использован для генерации волн иной природы, чем электромагнитных. Например, уже создан *сасер* (от *англ. saser* – **s**ound **a**mplification of **s**timulated

emission of radiation) – своеобразная «акустическая» версия лазера, усилитель звуковых колебаний.

1. ТЕОРИЯ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Резюмируем некоторые свойства основных компонентов лазера – усилителя и резонатора.

А. Оптическое усиление и обратная связь.

Лазерное усиление.

Лазерный усилитель – узкополосный когерентный усилитель света. Усиление достигается вынужденным излучением системы из атомов или молекул, распределение которых по энергиям инвертировано, то есть верхний уровень заселен сильнее, чем нижний. Полоса усиления определяется шириной линии атомных переходов, или неравновесными механизмами уширения, такими как эффект Доплера в газовых лазерах.

Лазерный усилитель – это устройство с распределенным усилением, который характеризуется коэффициентом усиления (усиления на единицу длины) $\gamma(\nu)$, показывающим скорость возрастания плотности фотонного потока ϕ (или интенсивности света $\Pi = h\nu\phi$). Когда плотность фотонного потока ϕ мала, **коэффициент усиления**

$$\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu) = N_0 \frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp}} g(\nu), \quad (1.1)$$

где

N_0 – равновесная разность заселенностей (разность плотности атомов в верхнем и нижнем энергетическом состоянии); N_0 возрастает с ростом скорости накачки;

$\sigma(\nu) = (\lambda^2 / 8\pi t_{sp})g(\nu)$ – поперечное сечение перехода;

t_{sp} – время жизни, обусловленное распадами, вызванными спонтанными переходами или просто «спонтанное» время жизни;

$g(\nu)$ – форм-фактор спектральной линии;

$\lambda = \lambda_0 / n$ – длина волны в среде с коэффициентом преломления n .

Коэффициент усиления, определяемый (1.1) называется «малосигнальным». По мере роста плотности фотонного потока усилитель переходит в нелинейный режим работы. Происходит «насыщение», и коэффициент усиления падает. Процесс усиления, таким образом, уменьшает начальную разность заселенностей N_0 , сокращая ее до величины $N = N_0 / [1 + \phi / \phi_s(\nu)]$ для среды с т.н. «однородным уширением», где

$\phi_s(\nu) = [\tau_s \sigma(\nu)]^{-1}$ – плотность насыщения фотонного потока

τ_s – постоянная времени насыщения, которая зависит от времени релаксации энергии уровней, которые вовлечены в процесс лазерной генерации; в идеальной 4-уровневой схеме $\tau_s \approx t_{sp}$, в идеальной 3-уровневой: $\tau_s = 2t_{sp}$.

Таким образом, коэффициент усиления в режиме насыщения принимает форму $\gamma(\nu) = N\sigma(\nu)$, так что для однородного уширения имеем:

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + \phi / \phi_s(\nu)}. \quad (1.2)$$

Формула (1.2) дает выражение для коэффициента усиления в режиме насыщения.

Процесс лазерного усиления также меняет фазу входящего сигнала. Если форм-фактором является лоренцева функция,

имеющая ширину $\Delta\nu$, $g(\nu) = (\Delta\nu / 2\pi) / \left[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu / 2)^2 \right]$, и фазовый сдвиг на единице длины составляет:

$$\varphi(\nu) = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu). \quad (1.3)$$

Этот сдвиг фазы добавляется к сдвигу фазы, который вносит среда, в которой находятся атомы, принимающие участие в квантовом усилении. Коэффициент усиления и функция сдвига фазы для случая Лоренцевого форм-фактора показаны на рис. 4.

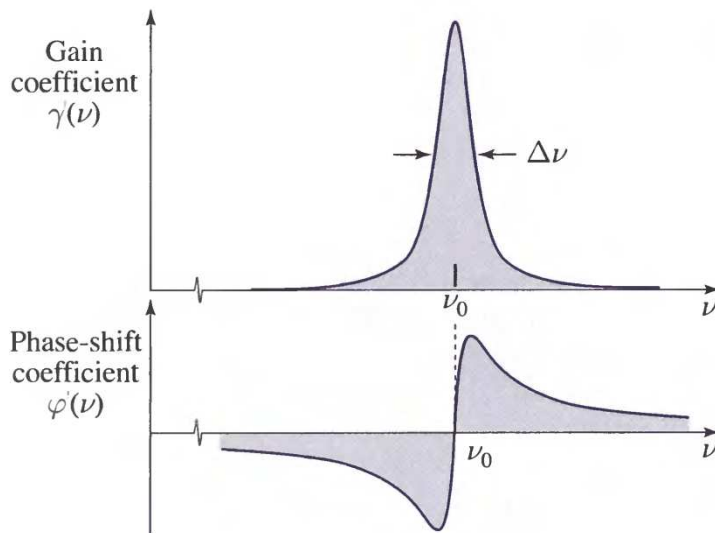


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента усиления и фазового сдвига для оптического усилителя с Лоренцевым форм-фактором

Обратная связь и потери: оптический резонатор

Оптическая обратная связь реализуется за счет того, что активная среда помещена в оптический резонатор. Резонатор Фабри-Перо, представляет собой два зеркала, разнесенных на расстояние d , между которыми находится среда с коэффициентом преломления n , в которую помещены атомы активной среды. При прохождении света через эту среду среда вносит сдвиг на единицу длины, равный волновому числу:

$$k = \frac{2\pi\nu}{c}. \quad (1.4)$$

Кроме фазового сдвига резонатор также вносит потери в систему. Поглощение и рассеивание света в среде вызывает распределенные потери, которые характеризуются коэффициентом затухания α_s (потери в единицу длины). После прохождения фотоном замкнутой траектории в резонаторе длиной d , плотность фотонного потока уменьшается в $R_1 R_2 \exp\{-2\alpha_s d\}$ раз, где R_1 и R_2 – коэффициенты отражения от левого и правого зеркал. Суммарный эффективный коэффициент затухания при прохождении одного замкнутого пути называется полным коэффициентом распределенных потерь α_r , где

$$\exp\{-2\alpha_r d\} = R_1 R_2 \exp\{-2\alpha_s d\}, \quad (1.5)$$

откуда

$$\begin{aligned} \alpha_r &= \alpha_s + \alpha_{m1} + \alpha_{m2}; \\ \alpha_{m1} &= \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_1}; \\ \alpha_{m2} &= \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_2}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где α_{m1} и α_{m2} представляют собой коэффициенты затухания, обусловленные выходом через 1-е и 2-е зеркала. Вклад в затухание обоих зеркал

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_1 R_2}. \quad (1.7)$$

Величина α_r численно равна потерям энергии фотона на единице длины. Скорость распространения фотонов равна c . Тогда величина $\alpha_r c$ представляет собой скорость затухания энергии (потери фотонов) в единицу времени. Введем величину

$$\tau_p = \frac{1}{\alpha_r c}, \quad (1.8)$$

равную времени жизни фотона.

Резонатор поддерживает лишь те частоты, для которых сдвиг фазы по прохождению замкнутой траектории между зеркалами равен 2π . Если в резонаторе отсутствуют атомы активной среды (т.н. «холодный» резонатор), фазовый сдвиг за один замкнутый цикл равен просто $k2d = 2\pi\nu d / c = q2\pi$. Частоты, входящие в последнюю формулу могут принимать значения

$$\nu_q = q\nu_F, q = 1, 2, \dots, \quad (1.9)$$

где $\nu_F = c / 2d$ – расстояние между двумя модами, $c = c_0 / n$ – скорость света в среде (**рис. 5**). Полная ширина спектральной линии, взятая на половине максимального значения (далее просто «ширина» линии) равна для этих мод

$$\delta\nu \approx \frac{\nu_F}{F}, \quad (1.10)$$

где F – добротность резонатора. Когда потери в резонаторе малы, а добротность большая,

$$F \approx \frac{\pi}{\alpha_r d} = 2\pi\tau_p \nu_F. \quad (1.11)$$

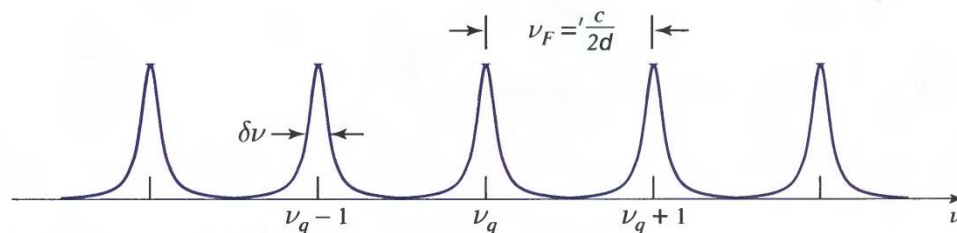


Рис. 5. Расстояние между модами резонатора составляет $\nu_F = c / 2d$, а ширина линий $\delta\nu \approx \nu_F / F = 1 / 2\tau_p$.

Б. Условия лазерной генерации

Для генерации света лазером необходимо, чтобы выполнялись два условия. Первое определяет минимальную разность заселенностей, и, таким образом, величину скорости накачки, минимально необходимую для лазерной генерации (пороговую скорость накачки). То есть, это условие, накладываемое на

усиление. Условие, накладываемое на фазу, определяет частоту (или частоты), на которых возможна генерация.

Коэффициент усиления: порог генерации лазерного излучения

Для лазерной генерации необходимо, чтобы малосигнальный коэффициент усиления был больше, чем коэффициент потерь:

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r. \quad (1.12)$$

Условие (1.12) – необходимое условие, налагаемое на коэффициент усиления для достижения лазерной генерации. Оно означает буквально, что потери в системе должны быть меньше, чем усиление. В соответствии с (1.1) малосигнальный коэффициент усиления $\gamma_0(\nu)$ пропорционален равновесной разности заселенностей N_0 , которая, как было показано в предыдущих лекциях, возрастает с ростом скорости накачки R . Соотношение (1.1) можно использовать, чтобы выразить условие (1.12) в виде условия для разности заселенностей, то есть $N = \gamma_0(\nu) / \sigma(\nu) > \alpha_r / \sigma(\nu)$:

$$N_0 > N_t, \quad (1.13)$$

где величина

$$N_t > \frac{\alpha_r}{\sigma(\nu)} \quad (1.14)$$

называется **пороговой разностью заселенностей**. Величина N_t , которая пропорциональна коэффициенту затухания, определяет минимальную скорость накачки, достаточную для генерации лазерного излучения.

Используя (1.8), α_r можно записать через время жизни фотона $\alpha_r = 1 / c\tau_p$:

$$N_t = \frac{1}{c\tau_p\sigma(\nu)}. \quad (1.15)$$

Таким образом, пороговая разность заселенностей прямо пропорциональна α_r и обратно пропорциональна τ_p . То есть большие потери требуют для начала лазерной генерации большей накачки.

Выражение для пороговой разности заселенностей через доступные непосредственному измерению можно получить, учитывая формулу для поперечного сечения перехода $\sigma(\nu) = (\lambda^2 / 8\pi t_{sp}) g(\nu)$:

$$N_t = \frac{8\pi t_{sp}}{\lambda^2 c \tau_p} \frac{1}{g(\nu)}, \quad (1.16)$$

из которой, кроме всего прочего, ясно, что пороговая разность заселенностей зависит от частоты. Наименьшее значение N_t достигается, как и ожидалось, на центральной частоте спектральной линии $\nu = \nu_0$. Для лоренцевого форм-фактора $g(\nu_0) = 2 / \pi \Delta\nu$, так что минимальная разность заселенностей, необходимая для начала лазерной генерации (достигаемая на частоте ν_0) оказывается равной:

$$N_t = \frac{2\pi}{\lambda^2 c} \frac{2\pi \Delta\nu t_{sp}}{\tau_p} \quad (1.17)$$

Из (1.17) следует, что узкая спектральная линия позволяет достигать генерации при малых разностях заселенностей.

Если дополнительно предположить, что переходы ограничены спонтанным временем распада t_{sp} , $\Delta\nu$ приобретает значение $1 / 2\pi t_{sp}$, и (1.17) принимает вид:

$$N_t = \frac{2\pi}{\lambda^2 c \tau_p} = \frac{2\pi \alpha_r}{\lambda^2}. \quad (1.18)$$

Последняя формула показывает, что минимальная пороговая разность заселенностей – просто функция длины волны и времени жизни фотона. Видно, что чем меньше длина волны, тем труднее достигнуть лазерной генерации. Для примера,

если взять $\lambda_0 = 1$ мкм, $\tau_p = 1$ нс, коэффициент преломления $n = 1$, получим $N_t \approx 2.1 \times 10^7$ см⁻³.

Условия, налагаемые на фазу и частоты лазерной генерации

Второе условие лазерного излучения заключается в том, что фазовый сдвиг, приобретаемый волной света за один период осцилляций внутри резонатора должен быть кратным

$$2kd + 2\varphi(\nu)d = 2\pi q, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (1.19)$$

Если вклад, вносимый атомами активной среды, равен $2\varphi(\nu)d$ мал, результат деления (1.19) на $2d$ возвращает результат, справедливый для холодного резонатора: $\nu = \nu_q = q(c / 2d)$.

При наличии активной среды, когда есть вклад от $2\varphi(\nu)d$, решение (1.19) дает ряд частот колебания ν'_q , которые слегка отличаются от частот «холодного» резонатора ν_q . Из этого следует, что частоты мод «холодного» резонатора немного затягиваются по направлению к центральной частоте атомного перехода.

***Затягивание частоты**

Используя соотношение $k = 2\pi\nu / c$ и коэффициент фазового сдвига для случая лоренцевого форм-фактора (1.3), условие, налагаемое на фазу (1.19), дает:

$$\nu + \frac{c}{2\pi} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu) = \nu_q. \quad (1.20)$$

В результате решения этого уравнения получим ряд резонансных частот $\nu = \nu'_q$, которые соответствуют каждой частоте холодного резонатора. На **рис. 6** показано его графическое решение. Левая часть (1.20) обозначена через $\psi(\nu)$. Значения частоты, где $\nu = \nu'_q$, которое удовлетворяет равенство $\psi(\nu) = \nu_q$, можно определить графически. Из

рисунка видно, что реальные частоты колебаний затягиваются в сторону резонансных частот активной среды.

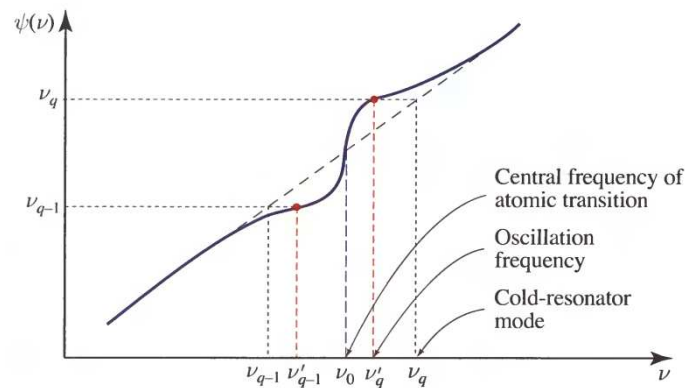


Рис. 6. Левая часть (1.20) ψ , построенная как функция частоты ν . Решением (1.20) является частота, для которой $\psi(\nu) = \nu_q$. Каждой частоте «холодного» резонатора ν_q соответствует частота «горячего» резонатора ν'_q .

Можно также получить приближенное решение (1.20). Для этого запишем его в виде:

$$\nu = \nu_q - \frac{c}{2\pi} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu). \quad (1.21)$$

Когда $\nu = \nu'_q = \nu_q$, второй член (1.21) мал, поэтому можно приближенно положить $\nu = \nu'_q$. Получим:

$$\nu'_q = \nu_q - \frac{c}{2\pi} \frac{\nu_q - \nu_0}{\Delta\nu} \gamma(\nu_q), \quad (1.22)$$

которое выражает в явном виде ν'_q через частоту «холодного» резонатора ν_q . Более того, в стационарном состоянии усиление равно потерям, так что $\gamma(\nu_q) = \alpha_r \approx \pi / Fd = (2\pi / c)\delta\nu$, где $\delta\nu$ – спектральная ширина мод «холодного» резонатора. Подставляя это соотношение в (1.22), получим:

$$\nu'_q = \nu_q - (\nu_q - \nu_0) \frac{\delta\nu}{\Delta\nu}. \quad (1.23)$$

Уравнение (1.23) определяет частоты лазера в рабочем состоянии.

Уравнение (1.23) показывает, что частоты «холодного» резонатора «затягиваются» частотами атомных переходов ν_0 на долю $\delta\nu / \Delta\nu$ от изначального расстояния между атомными и резонаторными частотами $\nu_q - \nu_0$. (рис. 7). Чем резче резонаторная мода (чем меньше величина $\delta\nu$), тем менее значителен эффект затягивания частот.

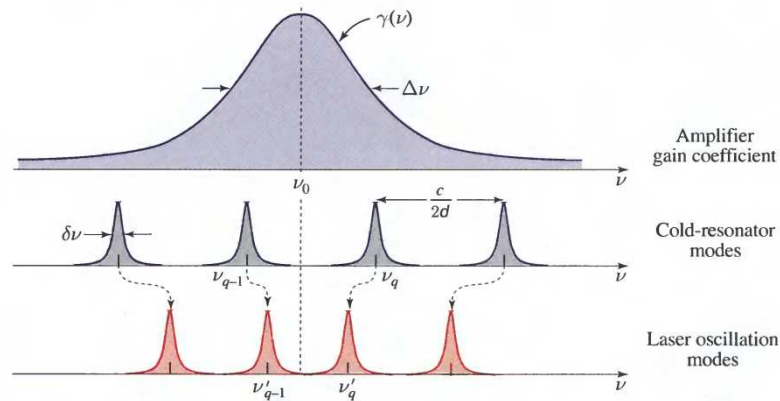


Рис. 7. Частоты колебаний лазера лежат около частот «холодного» резонатора; они немного «затягиваются» центральной частотой атомных переходов ν_0 .

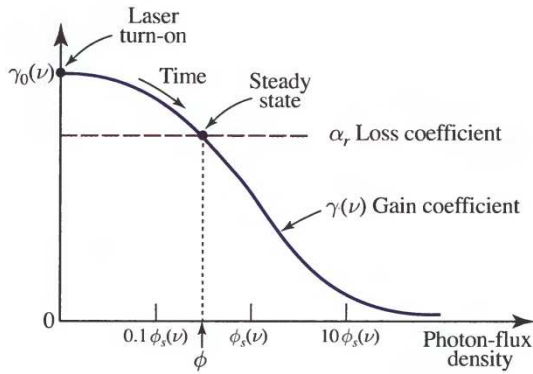
2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Мощность

Мощность внутреннего фотонного потока

Малосигнальный коэффициент усиления лазера γ_0 , накачанного за пределы области отсечки ($N_0 > N_t$), превышает коэффициент затухания α_r (см. (1.12)). Генерация будет происходить, если выполняется условие (1.19). Для среды, дающей равномерное уширение спектральной линии, при увеличении фотонного потока ϕ коэффициент усиления будет падать в соответствии с (1.2) – см. **рис. 8**. Увеличение фотонного потока продолжается до тех пор, пока коэффициент усиления коэффициент затухания.

Рис. 8. Графическое определение стационарной плотности фотонного потока ϕ . Во время подключения лазера к цепи питания $\phi = 0$, так что $\gamma(\nu) = \gamma_0(\nu)$. С течением времени в системе начинают происходить и усиливаться колебания, в результате чего $\phi(\nu)$ растет до тех пор, пока насыщение коэффициента усиления не приведет к выравниванию коэффициентов усиления и затухания: $\gamma(\nu) = \alpha_r(\nu)$. В этом состоянии лазер может работать непрерывно. Видно, что чем меньше потери, тем большая плотность фотонного потока может быть достигнута.



Наконец, когда коэффициент усиления в режиме насыщения становится равным коэффициенту затухания ($N = N_t$), фотонный поток прекращает свой рост, и мощность колебаний достигает своего стационарного значения. В результате коэффициент усиления **фиксируется** на уровне коэффициента потерь. Плотность фотонного потока внутри лазера можно определить, приравняв коэффициент усиления в режиме большого сигнала к коэффициенту потерь: $\gamma_0(\nu) / [1 + \phi / \phi_s(\nu)] = \alpha_r$. Получим:

$$\phi = \begin{cases} \phi_s \left(\frac{\gamma_0(\nu)}{\alpha_r} - 1 \right), & \gamma_0(\nu) > \alpha_r, \\ 0, & \gamma_0(\nu) \leq \alpha_r \end{cases} \quad (1.24)$$

Уравнение (1.24) определяет стационарную плотность фотонного потока. Величина ϕ равна среднему количеству фотонов, пересекающих единичную поверхность в единицу времени, причем считаются фотоны, двигаются в обоих направлениях, поскольку все они являются активными участниками процесса. В одном направлении в среднем фотонный поток меньше в 2 раза. При выводе (1.24) спонтанная эмиссия не рассматривалась.

Учитывая, что $\gamma_0(\nu) = N_0\sigma(\nu)$ и $\alpha_r(\nu) = N_t\sigma(\nu)$, (1.24) можно переписать в виде:

$$\phi = \begin{cases} \phi_s(\nu) \left(\frac{N_0}{N_t} - 1 \right), & N_0(\nu) > N_t, \\ 0, & N_0(\nu) \leq N_t. \end{cases} \quad (1.25)$$

Уравнение (1.25) определяет внутреннюю плотность фотонного потока через разности заселенностей.

Ниже пороговой заселенности плотность фотонного потока в лазере равна нулю; повышение скорости накачки проявляется в росте фотонного потока спонтанного излучения, но колебательный процесс не устанавливается. Выше пороговой разности заселенностей фотонный поток прямо пропорционален исходной разности заселенностей N_0 , поэтому растет с ростом скорости накачки. Если N_0 в два раза больше, чем N_t , плотность фотонного потока в точности равна ϕ_s (то есть такой плотность фотонного потока, при котором коэффициент усиления уменьшается вдвое по сравнению со своим максимальным значением). Соответствующие зависимости показаны на **рис. 9**.

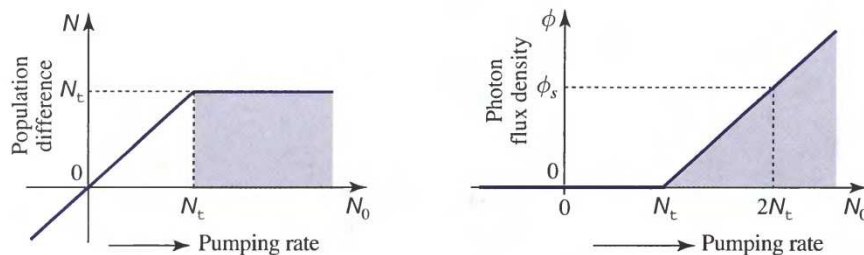


Рис. 9. Стационарные значения разности заселенностей N и плотность потока внутри лазера ϕ как функции разности заселенностей в отсутствии облучения (N_0 растет с увеличением скорости накачки R). Колебательный процесс начинается, когда N_0 превышает N_t ; стационарное значение N затем насыщается, и фиксируется на уровне N_t (точно так же, как $\gamma_0(\nu)$ фиксируется на уровне α_r). Выше порогового значения ϕ пропорционален $N_0 - N_t$.

Выходная плотность фотонного потока

Лазер излучает за счет того, что часть света из циркулирующего в резонаторе фотонного потока покидает резонатор через полупрозрачное зеркало (далее – «зеркало №1»). В направлении 1-го зеркала распространяется ровно половина фотонного потока (который определяется формулой (1.25)), а покидает его в единицу времени поток плотностью

$$\phi_o = \frac{T\phi}{2}, \quad (1.26)$$

где T – коэффициент прохождения полупрозрачного зеркала по мощности.

Модуль вектора Пойнтинга (оптическая интенсивность) в выходящем из лазера излучении равна:

$$P_o = \frac{h\nu T\phi}{2}, \quad (1.27)$$

а мощность лазерного излучения $P_o = P_o A$ где A – площадь поперечного сечения лазерного луча. Соотношения (1.26) и (1.27) вместе с (1.25) позволяют определить мощность лазерного излучения через $\phi_s(\nu)$, N_o , N_t , T и A .

Оптимизация мощности лазерного излучения

Сам процесс лазерного излучения можно рассматривать как еще один вид потерь в лазерной системе, которые, как и все прочие, уменьшает плотность внутреннего фотонного потока. Таким образом, попытки увеличить мощность лазерного излучения путем уменьшения пропускания полупрозрачного зеркала будут не всегда успешными, поскольку мощность излучения пропорциональна внутреннему фотонному потоку. Ниже показано существование и найдена пропускание зеркала, максимизирующая выходную мощность.

Установим связь между ϕ_o и T . Коэффициент прохождения T и отражения R_1 зеркала 1 связаны соотношением $T = 1 - R_1$. Соотношение (1.6) можно переписать в виде:

$$\alpha_r = \alpha_s + \alpha_{m2} - \frac{1}{2d} \ln(1 - T). \quad (1.28)$$

Используя (1.28), (1.26), (1.24), можно получить $\phi_o(T)$:

$$\phi_o = \frac{1}{2} \phi_s T \left[\frac{g_0}{L - \ln(1 - T)} \right], g_0 = 2\gamma_0(v)d, L = 2(\alpha_s + \alpha_{m2})d, \quad (1.29)$$

график которой представлен на **рис. 10**. Отметим, что плотность исходящего фотонного потока непосредственно зависит от малосигнального коэффициента усиления. Взяв производную от (1.29), можно показать, что она имеет один максимум (необходимое условие – равенство нулю производной). При условии $T \ll 1$ можно воспользоваться аппроксимацией $\ln(1 - T) \approx -T$, и в результате получить приближенную формулу для расчета оптимального коэффициента прохождения полупрозрачного зеркала:

$$T_{op} = \sqrt{g_0 L} - L. \quad (1.30)$$

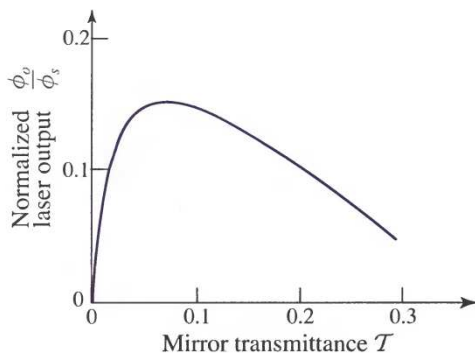


Рис. 10. Зависимость плотности исходящего излучения ϕ_o от коэффициента прохождения зеркала T . Для построения графика использовались значения: коэффициент усиления $g_0 = 2\gamma_0 d = 0.5$, коэффициент затухания $L = 2(\alpha_s + \alpha_{m2})d = 0.02$. Оптимальное значение коэффициента прохождения получилось $T_{op} = 0.08$

Внутренняя плотность фотонов

Плотность фотонов n связана с плотностью фотонного потока ϕ тривиальным соотношением: $\phi = nc$. Используя это, запишем (1.25) в виде:

$$n = n_s \left(\frac{N_0}{N_t} - 1 \right), \quad N_0 > N_t, \quad (1.31)$$

где $n_s = \phi_s(v) / c$ – плотность насыщения фотонов. Используя соотношения $\phi_s = [\tau_s \sigma]^{-1}$, $\alpha_r = \gamma(v)$, $\alpha_r = 1 / c\tau_p$, $\gamma = N\sigma = N_t\sigma$, (1.31) перепишем в виде:

$$n = \frac{\tau_p}{\tau_s} (N_0 - N_t), \quad N_0 > N_t, \quad (1.32)$$

Разность $N_0 - N_t$ показывает, насколько равновесное значение разности заселенностей превышает пороговую разность заселенностей.

Перепишем (1.32) в виде

$$n\tau_s = (N_0 - N_t)\tau_p, \quad N_0 > N_t. \quad (1.33)$$

Левая часть (1.33) – количество фотонов, которые теряются в единицу времени; правая часть – количество фотонов, которые появляются в единицу времени.

Соотношение τ_p / τ_s – отношение скорости генерации фотонов к скорости их потерь.

В идеальной четырехуровневой схеме ($\tau_s = t_{sp}$, $N_0 = Rt_{sp}$) соотношение (1.32) можно записать в виде:

$$\frac{n}{\tau_p} = R - R_t, \quad R > R_t, \quad (1.34)$$

где $R_t = N_t / t_{sp}$ – скорость насыщения накачки. В стационарном состоянии, таким образом, скорость потерь

фотонной плотности n / τ_{sp} в точности равна превышению скорости накачки над пороговым его значением $R - R_t$.

Выходной фотонный поток и эффективность

Если единственным источником потерь фотонов является их выход через выходное зеркало со скоростью $1 / \tau_p$, то выходной фотонный поток лазера, объем активной среды которого составляет V , составляет:

$$\Phi_o = (R - R_t)V, \quad R > R_t. \quad (1.35)$$

Если выход света через выходное зеркало – не единственная причина потери фотонов, фотонный выходной поток можно представить в виде:

$$\Phi_o = \eta_e(R - R_t)V, \quad (1.36)$$

где η_e – коэффициент эффективности вывода пучка, численно равный отношению полезного излученного света к всем потерям, существующим в системе α_r .

Если свет выходит исключительно через 1-е зеркало, η_e (с учетом (1.6)) может быть записано в виде:

$$\eta_e = \frac{\alpha_{m1}}{\alpha_r} = \frac{c}{2d} \tau_p \ln \frac{1}{R_1}, \quad (1.37)$$

а при условии $T = 1 - R_1 \ll 1$ – еще проще:

$$\eta_e \approx \frac{\tau_p}{T_F} T, \quad (1.38)$$

где T_F вводилась из уравнения $1 / T_F = c / 2d$, и имеет смысл времени движения фотона от первого ко второму зеркалу и обратно (периода колебаний).

Соотношение (1.38) допускает простую интерпретацию: эффективность вывода определяется прозрачностью зеркала и

соотношением между временем жизни фотона и периодом колебаний. Выходная мощность лазера:

$$P_o = h\nu\Phi_o = \eta_e h\nu(R - R_t)V. \quad (1.39)$$

Эффективность вывода учитывает лишь потери фотонов в активной среде. Если нас интересует, сколько % подведенной к лазеру энергии превращается в итоге в энергию выходящего светового пучка, то эту величину характеризует полный коэффициент полезного действия (полный КПД), который равен:

$$\eta_c = \frac{P_o}{P_p}, \quad (1.40)$$

где P_p – потребляемая мощность.

Кроме обычного КПД используется также дифференциальный КПД:

$$\eta_s = \frac{dP_o}{dP_p}, \quad (1.41)$$

введение которого имеет смысл, поскольку выше порогового значения накачки мощность выходного потока линейно возрастает с ростом мощности накачки.

V. Спектральное распределение

Спектральное распределение излучаемого лазером света обусловлено:

- 1) формой линии атомных переходов активной среды;
- 2) модами, которые могут существовать в резонаторе.

Действительно:

- 1) для лазерной генерации необходимо, чтобы первоначальный коэффициент усиления был больше, чем коэффициент затухания:

$$\gamma_0(\nu) > \alpha_r.$$

Из последнего равенства можно определить полосу усиления B . На **рис. 11** показана зависимость коэффициента усиления для среды с однородным уширением. Полоса усиления B увеличивается с ростом ширины спектральной линии $\Delta\nu$ и соотношения $\gamma_0(\nu_0)/\alpha_r$; точное соотношение между ними зависит от форм-фактора спектральной линии (**рис. 10, а**)

2) для лазерной генерации необходимо, чтобы на входе и выходе лазерного усилителя падающие и отраженные встречались в фазе. Выше было показано, что это условие выполняется для полос с центром в частоте ν_q и уширением $\delta\nu = \nu_F / F$ (**рис. 10, б**).

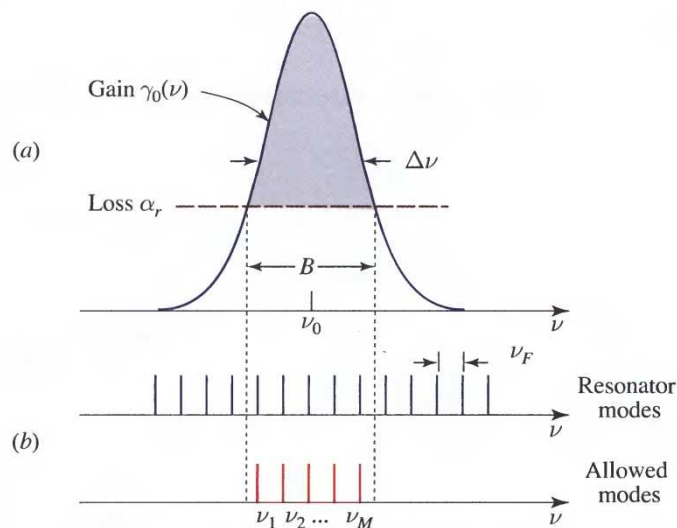


Рис. 10. (а) Генерация лазерного излучения возможна лишь на частотах, на которых коэффициент усиления больше, чем коэффициент затухания (затененная область); (б) Генерация имеет место только для полос частот шириной $\delta\nu$, около резонансных частот мод оптического резонатора (для большей наглядности само уширение не показано)

Из **рис. 10** видно, что генерация лазерного излучения возможна лишь на конечном множестве $(\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_M)$ частот. Количество мод лазерной генерации можно оценить по формуле:

$$M \approx \frac{B}{v_F}, \quad (1.42)$$

где $v_F = c / 2d$ – оценочное значение расстояния между соседними модами. Для неоднородно уширенной среды все M допустимых мод могут нести ненулевую (хотя и различную) мощность. Для однородно уширенной среды допустимые моды вступают в своего рода «конкуренцию», что существенно усложняет их одновременное существование.

Ширина спектральной полосы каждой из лазерных мод может быть оценена как $\approx \delta\nu$; оказывается, однако, что она гораздо меньше. Ее ширина ограничена так называемой шириной Щавлова-Тауна, которая обратно пропорциональна оптической мощности. Почти у всех лазеров в результате сторонних эффектов (акустические или тепловые колебания лазерных зеркал) линия гораздо шире, чем в пределе Щавлова-Тауна. Предельное значений ширины линии может быть достигнуто лишь в хорошо контролируемых условиях.

С. Распределение в пространстве и поляризация

Пространственное распределение

Пространственное распределение лазерного излучения зависит от геометрии резонатора и формы активной среды. Выше мы считали, что модельная система состоит из двух параллельных зеркал бесконечной площади, пространство между которыми заполнено активной средой. В таком случае на выходе получается плоская электромагнитная волна, перпендикулярная зеркалам резонатора.

Однако такая формулировка требует уточнения, поскольку вместо плоских зеркал обычно используются сферические зеркала. Причина состоит в том, что резонатор с плоскими зеркалами сильно чувствительна к рассогласованию. В резонаторе со сферическими зеркалами формируется луч с Гауссовым распределением; такое же распределение имеет излученный свет (**рис. 11**).

В резонаторе со сферическими зеркалами (как в любом трехмерном резонаторе) может существовать множество мод типа TE и TM, каждая из которых задается тремя индексами, l, m, n . Пара индексов (l, m) показывают число полуволн, которые укладываются в поперечных направлениях и, соответственно, определяют пространственное распределение поля в поперечном сечении. При $(l = 0, m = 0)$ на выходе имеется луч с Гауссовым распределением (**рис. 11**). Моды с высшими (l, m) формируют множество лучей с распределением Эрмита-Гаусса (**рис. 12**).

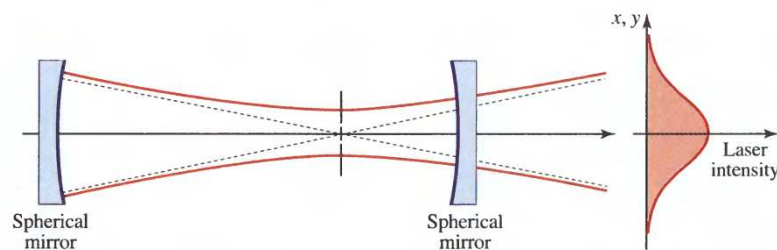


Рис. 11. Распределение мощности лазерного излучения на выходе для моды с поперечными индексами $(l = 0, m = 0)$ имеет Гауссову форму.

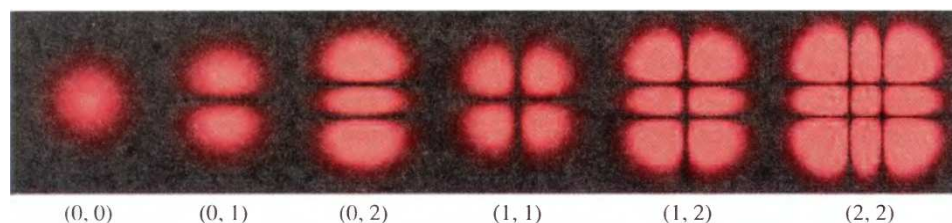


Рис. 12. Распределение мощности в поперечной плоскости для нескольких лучей с распределением Эрмита-Гаусса. Снизу указаны номера (l, m) .

Для заданных (l, m) индекс q определяет количество продольных (осевых) мод с одинаковым распределением в поперечном направлении, но имеющих различные частоты ν_q (которые разнесены на расстояние $\nu_F = c / 2d$ вне зависимости от значений, которые принимают n и m). Резонансные частоты двух множеств продольных мод, которые принадлежат

двум разным поперечным модам в общем случае смещены друг относительно друга на определенную долю интервала ν_F .

Поскольку распределение полей в модах с различными индексами (l, m) различно, они характеризуются различными потерями и различным усилением. Гауссова мода $(l = 0, m = 0)$, например, сосредоточена около оси резонатора и поэтому претерпевает наименьшие дифракционные потери на границах зеркал. Мода $(1, 1)$ исчезает на оси резонатора. Поэтому если например перекрыть зеркало оптического резонатора точно по центру небольшим заграждением, мода $(0, 0)$ подвергнется практически полному подавлению, в то время как мода $(1, 1)$ вовсе «не почувствует» это изменение. Из **рис. 12** видно, что высшие моды занимают больший объем, поэтому усиление для них больше. Такой дисбаланс между потерями и усилением различных поперечных мод определяет их «конкурентные преимущества» и вклад в итоговое лазерное излучение (**рис. 13**).

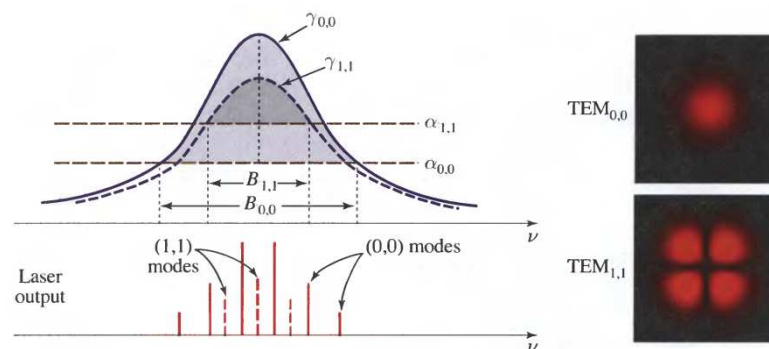


Рис. 13. Коэффициенты усиления и затухания для двух поперечных мод, скажем $(0, 0)$ и $(1, 1)$ обычно отличаются пространственным распределением. Мода может излучаться, если она лежит в полосе частот (шириной B), внутри которой коэффициент усиления превышает коэффициент затухания. Показаны разрешенные продольные моды, соответствующие каждой поперечной моде.

В лазере с однородным уширением наиболее сильная мода стремится подавить усиление всех других мод, однако эффект так называемого «выгорания провала» в линии излучения (обусловлен эффектом Доплера) может привести к существованию нескольких продольных мод. Поперечные

моды могут иметь существенно отличные распределения, так что некоторые из них могут без проблем существовать одновременно. Мода, энергия которой сосредоточена в данной области пространства приводит к насыщению усиления в этой области и, таким образом, к «выгоранию провала». Две поперечные моды, пространственные распределения которых не перекрываются, могут сосуществовать без конкуренции, поскольку они черпают энергию для своего поддержания от различных атомов. Частичное перекрытие пространственных распределений разных мод приводит к миграции атомов (как это имеет место в газах) позволяет модам конкурировать друг с другом.

Лазеры обычно разрабатываются для работы в одномодовом режиме; обычно это Гауссова мода $(0,0)$, поскольку она имеет минимальный диаметр луча и может быть сфокусирована в небольшое пятнышко. Генерация высших мод используется, когда необходима большая выходная мощность. Как упоминалось, их они сконцентрированы в большем объеме.

Поляризация

У каждой моды (l, m, q) есть две степени свободы, соответствующие двум независимым поперечным поляризациям. Эти две поляризации можно рассматривать как две независимые моды. В силу осевой симметрии у двух мод с одинаковыми индексами l и m пространственное распределение совпадает. Если резонатор и активная среда таковы, что потери и усиления для обеих поляризаций равны, обе моды будут излучать одновременно, независимо и иметь одинаковую мощность. Таким образом, генерируемый свет будет неполяризованный.

Использование нестабильных резонаторов (у которых свет не фокусируется устойчиво между зеркал, а может выходить за их пределы) имеют ряд преимуществ перед стабильными, которые мы рассматривали по умолчанию.

D. Отбор (селекция) мод

Лазер, в котором могут реализовываться множество мод («многомодовый» лазер), может работать в одномодовом режиме. Для этого внутри резонатора используют элементы, которые повышают до необходимого уровня потери для нежелательной моды.

Отбор нужной лазерной линии

Если активная среда, в которой возможны различные переходы (атомные линии), инвертирована при помощи накачки, она будет излучать сразу все линии. Нужную спектральную линию можно отобрать, если поместить в резонатор призму (рис. 14). Призма расположена так, чтобы только нужная линия после преломления попадала на непрозрачное зеркало под прямым углом. Очевидно, что лишь для этой линии петля обратной связи будет замыкаться, что необходимо для лазерного усиления. Вращая призму, можно настраивать лазер на нужную частоту. Лазеры на ионах аргона, например, часто содержат вращающуюся призму, которая позволяет выбирать между 7 лазерными линиями, которые лежат в диапазоне от 488 нм до 514.5 нм (от зеленого до смеси зеленого и голубого цвета).

Призму можно использовать для отбора линии только при условии, что другие линии находятся достаточно далеко от нее. Например, при помощи призмы невозможно отобрать одну продольную моду, поскольку расстояние между соседними продольными модами слишком мало.

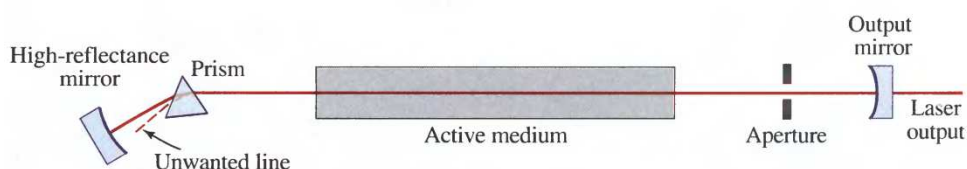


Рис. 14. Отобрать определенную линию излучения можно, используя призму, помещенную внутрь резонатора. Поперечную моду можно отобрать посредством пространственной апертуры специально подобранной формы и размеров.

Отбор поперечных мод

Пространственное распределение поперечных мод отличается, поэтому для выборочного ослабления нежелательных мод может быть использована помещенная в резонатор апертура, форму которой можно контролировать (рис. 14). Чтобы способствовать распространению нужных мод, можно также использовать зеркала специальной формы.

Отбор поляризаций

Для получения поляризованного света из неполяризованного можно использовать поляризатор. Существенной выгоды можно достичь, встроив поляризатор в сам резонатор, поскольку при использовании внешнего поляризатора теряется половина мощности. Свет, прошедший через внешний поляризатор также может приобрести шумы, обусловленные флуктуацией мощности между двумя направлениями поляризации (перескоки моды). Внутренний поляризатор приводит к большим потерям для одной из поляризаций света, так что генерация света с нежелательной поляризацией так и не начинается. Поэтому все усиление обеспечивается исключительно желаемой поляризацией. Внутренний поляризатор обычно реализуется при помощи окон Брюстера (рис. 15).

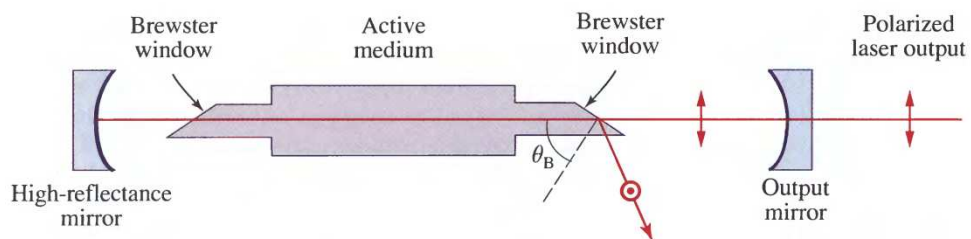


Рис. 15. Для получения линейно поляризованного света в газовом лазере используется окно Брюстера. Свет, поляризованный в плоскости падения (*ТМ*), не преломляется, проходя через окно (границу раздела двух сред), ориентированное под углом Брюстера. *ТЕ*-волна, напротив, преломляется и покидает резонатор.

Отбор продольных мод

В лазере с неоднородным усилением все моды, частоты которых находятся внутри полосы B усиления лазера (рис. 10) образуют множество продольных мод, могущих существовать одновременно.

Существует два способа выделения одной продольной моды:

1) Увеличить потери настолько, чтобы условия усиления выполнялись только для моды с самым большим коэффициентом усиления. При таком способе отбора мощность самой отобранной моды подвергается ослаблению.

2) Увеличить расстояние между продольными модами $\nu_F = c / 2d$, сократив длину резонатора. Однако сокращение длины резонатора влечет уменьшение количества активной среды, которое пропорционально мощности лазерного излучения. Для лазера на ионах аргона $\Delta\nu_D = 3.5$ ГГц. Если $B = \Delta\nu_D$, а $n = 1$, $M = \Delta\nu_D / (c / 2d)$, получается, что для существования единственной продольной моды длина резонатора не должна превышать 4.3 см.

Для изменения интервала между модами резонатора придумано много методов, использующих внутрирезонаторные элементы, обеспечивающие селекцию частот:

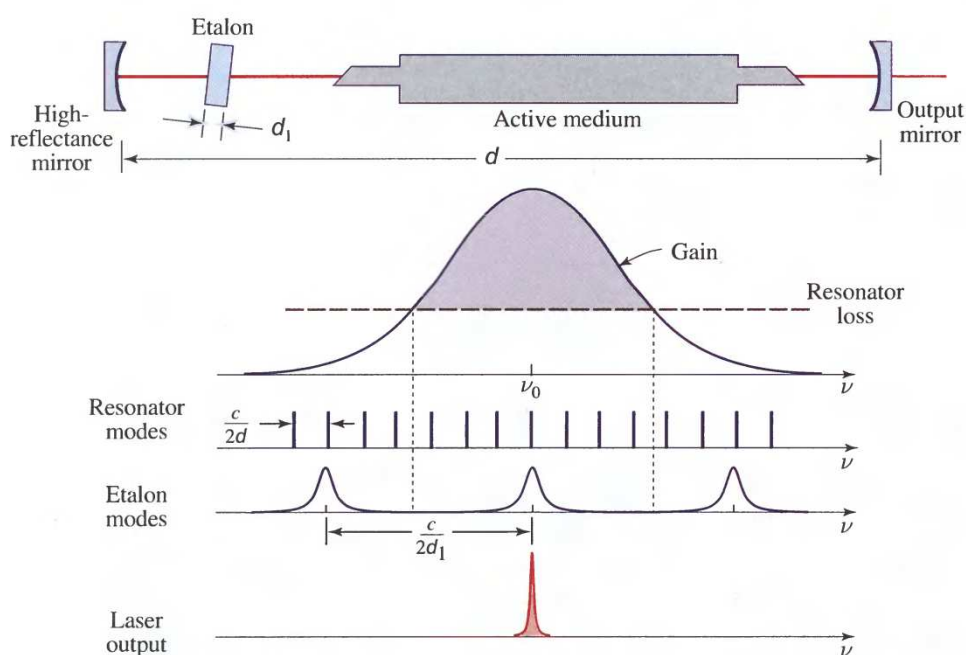


Рис. 16. Селекция продольных мод при помощи внутррезонаторного эталона. На разрешенные частоты теперь наложено третье условие: они должны совпадать с резонансными частотами эталона (и конечно лежать внутри полосы усиления).

- *внутррезонаторный наклоненный эталон* (резонатор Фарби-Перо) – **рис. 16**. Толщина эталона d_1 (расстояние между зеркалами) должна быть намного меньше, чем длина резонатора, чтобы выполнялось условие $c / 2d_1 > B$, то есть в полосе усиления принадлежит не более чем одна мода эталона. Обычно эталон делают с расчетом, чтобы эта мода совпадала с одной из продольных мод резонатора. Подстройка эталона производится различными методами: плавным поворотом; изменение ширины за счет пьезоэлектрического эффекта или нагревания. Во избежание нежелательных резонансов, которые могут появляться благодаря отражению от зеркал резонатора, ось эталона слегка наклоняют относительно оси резонатора.

- *многозеркальные резонаторы*. Селекция мод достигается:

(1) использованием двух связанных резонаторов различной длины (**рис. 17, а**);

(2) двух связанных резонаторов с различным коэффициентом усиления. По сути, это два связанных лазера. Такой способ используется в полупроводниковых лазерах со связанными сколом резонаторами (англ. *cleaved-coupled-cavity semiconductor laser*, или коротко C^3 laser) (**рис. 17, б**);

(3) использованием связанных резонатора и интерферометра (**рис. 17, в**).

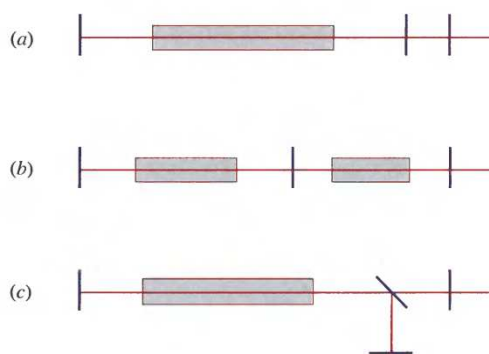


Рис. 17. Отбор продольных мод при помощи: **а)** двух связанных резонаторов, **б)** двух связанных резонаторов (один из которых пассивный, другой активный); **в)** связи с интерферометром.

3. ВИДЫ ЛАЗЕРОВ.

Как и лазерное усиление, лазерная генерация может быть достигнута в широком спектре веществ:

- твердое тело (кристаллы, стекла, волокна, порошки);
- газы (атомарные, молекулярные, из эксимеров);
- плазма (дальний УФ и рентгеновский диапазон);
- жидкости (растворы органических красителей).

В лазерах на свободных электронах в качестве активной среды служат релятивистские электроны, уровни энергии которых квантуются в магнитном поле.

Размеры лазеров варьируются от нанометров до сотни метров.

Пределы основных параметров лазеров представлены в **Табл. 1.**

Табл. 1. Предельные значения параметров лазеров

№	Параметр	min	max
1	Рабочая частота	1 ГГц (микроволны)	100 ПГц (рентгеновские лучи)
2	Ширина спектральной линии	1 Гц	1 ГГц
3	Пиковая мощность	1 пВт	1 ПВт

А. Твердотельные лазеры

Материалы для твердотельных лазеров используются те же, что и для лазерных усилителей: рубин, alexандрит, алюмоиттриевый гранат, легированный ионами неодима, стекло, легированное неодимом и проч.). Основные лазерные переходы в таких лазерах были представлены выше.

Для получения эффекта лазерной генерации активную среду на основе упомянутых материалов необходимо просто поместить в оптический резонатор. В качестве основы для твердотельных лазеров используются в основном около десятка кристаллических соединений: оксиды, гранаты, фториды, ванадаты, из которых самыми распространенными являются: сапфир (Al_2O_3), алюмоиттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, коротко АИГ), гадолиний-галлиевый гранат ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, коротко ГГГ), иттрий-литиевый фторид (коротко ИЛФ) и ванадат иттрия (YVO_4). Среди стеклянных основ можно выделить соединения на основе кварца (некристаллический SiO_2 или кварцевое стекло), фосфатосодержащие соединения, которые используются в мощных импульсных лазерах.

В отличие от лазеров на основе стекол, лазеры на кристаллической основе имеют более узкую спектральную линию (и, соответственно, более низкую пороговую разность заселенностей), более низкий уровень легирования, повышенную устойчивость к облучению (ультрафиолет в спектре газоразрядной лампы приводит к потемнению), и более высокую теплопроводность. С другой стороны лазеры на стеклянной основе обладают также несомненными преимуществами: они изотропны, их легко изготовить в нужном размере и форме, поверхность легко поддается обработке, а однородное легирование примесями не составляет особого труда. Поскольку стекла – плохие проводники тепла, они преимущественно используются в мощных лазерах, которые работают в импульсном режиме с малым заполнением (то есть с большой скважностью импульсов).

Ионизированные примеси, являющиеся активной средой кристаллических лазеров, чаще всего относятся к редкоземельным и переходным металлам. Иногда встречаются лазеры с ионами актинидов. Примесные ионы распределяются обычно по всей твердотельной основе и ведут себя как независимые источники излучения. Концентрация примесей обычно составляет около 1%, но есть и лазеры содержащие от 0.01% до 50% примеси (все зависит от материала-хозяина, примеси и назначения). Во избежание появления дефектов или механических напряженностей активной среды стараются выбирать такие сочетания, чтобы размеры атома примеси и замещаемых атомов материала-хозяина примерно совпадали.

Получающееся множество активных сред довольно обширно, наибольшее распространение получили следующие сочетания:

- Nd^{3+} : YVO_4 ;
- Nd^{3+} : YAG;
- Yb^{3+} : YAG;
- Ti^{3+} : сапфир;
- Er^{3+} : кварцевое волокно,

которые будут подробно рассмотрены ниже.

Наиболее важные лазеры на основе диэлектриков, легированных редкоземельными элементами:

- Er^{3+} : YAG;
- Ho^{3+} : YAG;
- Tm^{3+} : YAG;
- оптоволокно, легированное тулием.

Энергетические уровни (но не их тонкая структура) ионов редкоземельных элементов по существу не зависят от материала-хозяина, поскольку $4f$ -электроны хорошо ограждены от решетки заполненными $5s$ и $5f$ -уровнями.

Рубиновый лазер сейчас используется крайней редко, хотя и был изобретен первым. Александрит иногда находит свое применение в дерматологии.

Твердотельный лазер с диодной накачкой – это разновидность твердотельного лазера, в котором в качестве накачки используется лазерный диод. Эти лазеры преобразуют относительно широкополосное и к тому же многомодовое излучение полупроводникового диода в узкополосное одномодовое. Это компактные высокоэффективные устройства, излучение которых перекрывает существенный диапазон длин волн. За счет удвоения, утроения и учетверения частоты функционирования этих лазеров возможно в видимом и ближнем УФ диапазоне. В последнее время приобрели особую популярность как источники света в лазерных указках желтого, зеленого и некоторых других цветов.

Активированный неодимом ванадат иттрия

Активированный неодимом ванадат иттрия (обозначается $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$) – диэлектрик, диэлектрическая проницаемость которого $\varepsilon \approx 2.0$. Диапазон прозрачности материала-хозяина шире, чем видимый и простирается от 0.3 до 2.5 мкм. Энергетические уровни, задействованные в лазерное усиление, приведены на **рис. 18, а**. Для накачки используется лазерный полупроводниковый диод с рабочей длиной волны $\lambda_0 = 808$ нм. Его излучение накачивает уровень ${}^4F_{5/2}$, энергия которого равна 1.53 эВ. Высокая мощность накачки обеспечивается батареей лазерных диодов (**рис. 18, б**).

Лазерная генерация обусловлена переходом ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, которому соответствует длина волны 1.064 мкм. Кроме этого, основного, перехода лазерная генерация возможна на переходах ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ и ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, которым соответствуют длины волн 1.34 мкм и 914 нм. В отличие от неодимового стекла материал $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ характеризуется более высоким коэффициентом преломления, однородным уширением и более

узкой линией перехода. Порог генерации лазерного излучения для рассматриваемого вещества гораздо ниже, чем для рубина, поскольку в нем реализуется 4-уровневая схема накачки. Лазер с удвоенной частотой на $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ часто применяется для накачки лазера на активированном титаном сапфире. Внутррезонаторное удвоения частоты переходов ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ уменьшает длину излучаемого света до 457 нм (голубой цвет).

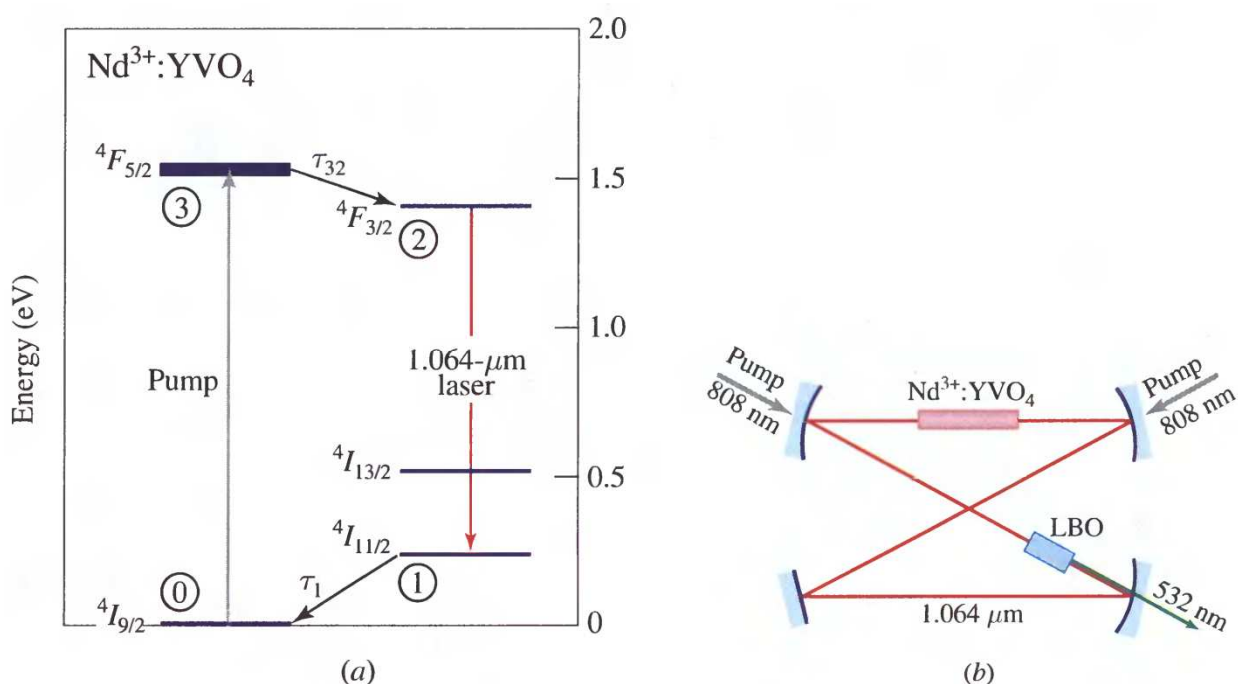


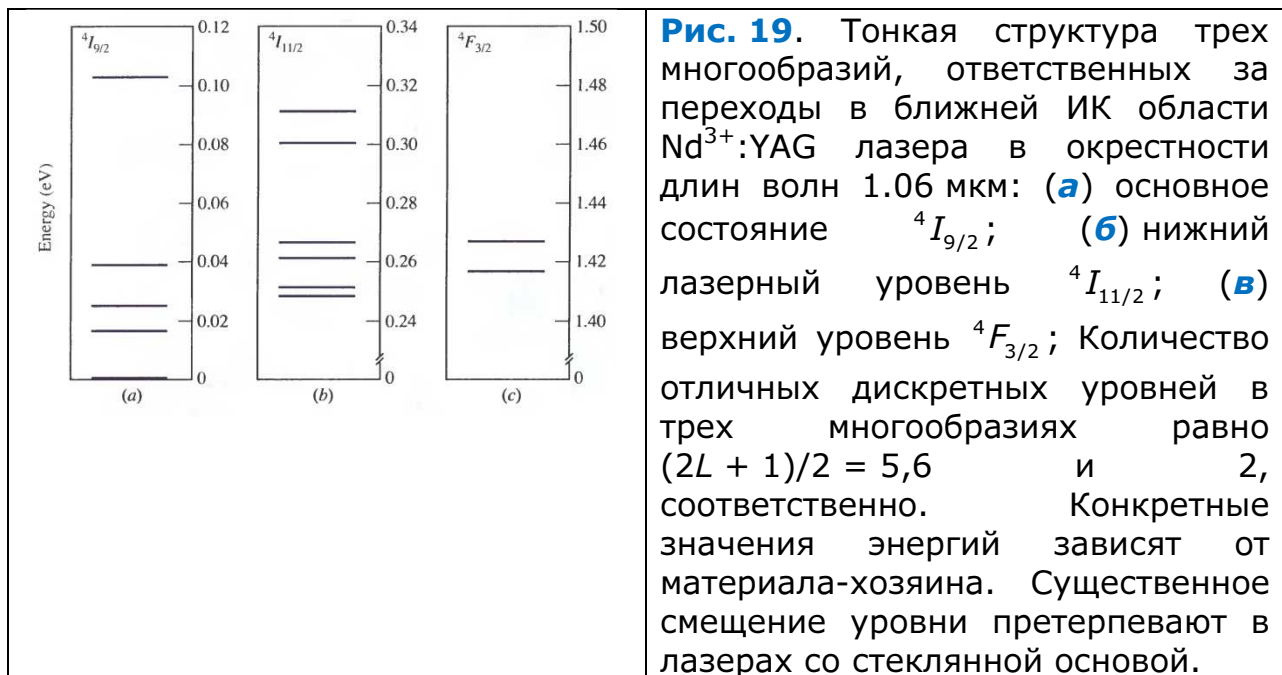
Рис. 18. (а) Релевантные энергетические уровни лазера на $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$. Красная стрелка обозначает главный лазерный переход, имеющий длину волны 1.064 мкм (ближний ИК диапазон). Четыре взаимодействующих уровня обозначены цифрами в кружочках. (б) конструкция $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ лазера с внутррезонаторным кристаллом трибората лития (LBO), удваивающим частоту; такой лазер излучает на длине волны $\lambda_0 / 2 = 532$ нм.

Алюмоиттриевый гранат, активированный неодимом

Изобретен в 1960-х годах; является одним из наиболее распространенных материалов для твердотельных лазеров. Поскольку оптически активные $4f$ -электроны ограждены от материала-хозяина, их энергетические уровни совпадают с

уровнями энергии в неодимовом стекле и ванадате иттрия, легированном неодимом. В лазерах на Nd^{3+}YAG нередко используются внутрирезонаторные удваивающие частоту кристаллы, соответствующие конструкции такие же, как на **рис. 18, б**. Для накачки лазера на Nd^{3+}YAG подходит газоразрядная лампа, однако на практике накачка обычно производится лазерным диодом, излучающим на длине волны 808 нм. Лазер с такой схемой накачки предоставляет собой компактный источник, работающий в ближнем ИК диапазоне или излучающий зеленый цвет (если производится удвоение частоты). Такой лазер может работать на обычных батарейках. Сам лазер может быть выполнен в виде тонкого (порядка нескольких сотен мкм) диска на теплоотводящей подложке; такой лазер называется лазер на тонком диске (*thin-disk laser*).

Из множества всех возможных спектральных линий, которое обеспечивает тонкая структура энергетических уровней чаще всего используется линия, которой соответствует длина волны $\lambda_0 = 1.06415$ (ближний ИК диапазон). Тонкая структура уровней, принимающих участие в этом переходе, изображена на **рис. 19**. Упомянутая лазерная линия обусловлена переходами между верхним уровнем тонкой структуры в многообразии ${}^4F_{3/2}$, который имеет энергию 1.4269 эВ и третьим снизу уровнем в многообразии ${}^4I_{11/2}$ (его энергия равна 0.2616 эВ). При удвоении частоты лазер работает на известной зеленой линии излучения (длина волны 532 нм).



Количество отличных уровней тонкой структуры в многообразии равно $g/2$, где g – т.н. степень вырождения, $g = 2L + 1$, где L – число, которое равно полному моменту, и которое применяется при нумерации термов. Из рис. 19 видно, что переходы возможны между множеством комбинаций уровней тонкой структуры нижних и верхних энергетических уровней, которые находятся в диапазоне от 1.052 до 1.122 мкм. В частности, лазерное усиление возможно на длине волны $\lambda_0 = 1.12238$ мкм, при переходе между нижним уровнем ${}^4F_{3/2}$ и (1.4165 эВ) и верхним уровнем тонкой структуры ${}^4I_{11/2}$ (0.3117 эВ). Это спектральная линия с наибольшей длиной волны, достижимая при переходе между данными многообразиями уровней. Удвоением частоты можно вдвое уменьшить ее, и тогда излучение будет иметь желтого цвета ($\lambda_0 = 561$ нм). Лазер на Nd³⁺:YAG может также работать на переходе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, которому соответствует длина волны 946 нм. Удвоением частоты можно достичь генерации голубого цвета (473 нм). При этом для подавления доминирующего перехода применяются фильтры на основе фотонных кристаллов.

Недостатки $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ по сравнению с $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ – это более узкая полоса поглощения (это приводит к более сильной зависимости эффективности накачки от длины волны накачивающего диода), более высокий порог лазерной генерации, более низкий дифференциальный КПД и смешанную поляризацию на выходе. Несмотря на эти недостатки, лазер $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ продолжает быть «рабочей лошадкой» для твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Алюмоиттриевый гранат, легированный иттербием

Для накачки $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ лазера на тонком диске используется лазерный диод, работающий на длине волны 940 нм (**рис. 20**). Высокоэффективное поглощение накачивающего света достигается использованием специальной оптики, обеспечивающей множественное прохождение накачивающего света через активную среду. Для достижения большого коэффициента усиления применяются высокие уровни легирования Yb^{3+} . Длина волны накачивающего (940 нм) и генерируемого света (1030 нм) очень близки, так что выделяющееся в кристалле тепло незначительно. Кроме того, конструкция в виде тонкого диска позволяет эффективно отводить избыточное тепло, позволяя лазеру работать в режиме TEM_{00} . Несмотря на то, что в легированном иттербием алюмоиттриевом гранате реализуется квазитрехуровневая схема, лазеры на тонких дисках могут генерировать сотни ватт оптической мощности в непрерывном режиме на длине волны 1.030 мкм. Удвоением частоты можно обеспечить работу лазера на длине волны 515 нм; это делает лазер на $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ отличной альтернативой громоздкого лазера на Ar^+ в некоторых отраслях.

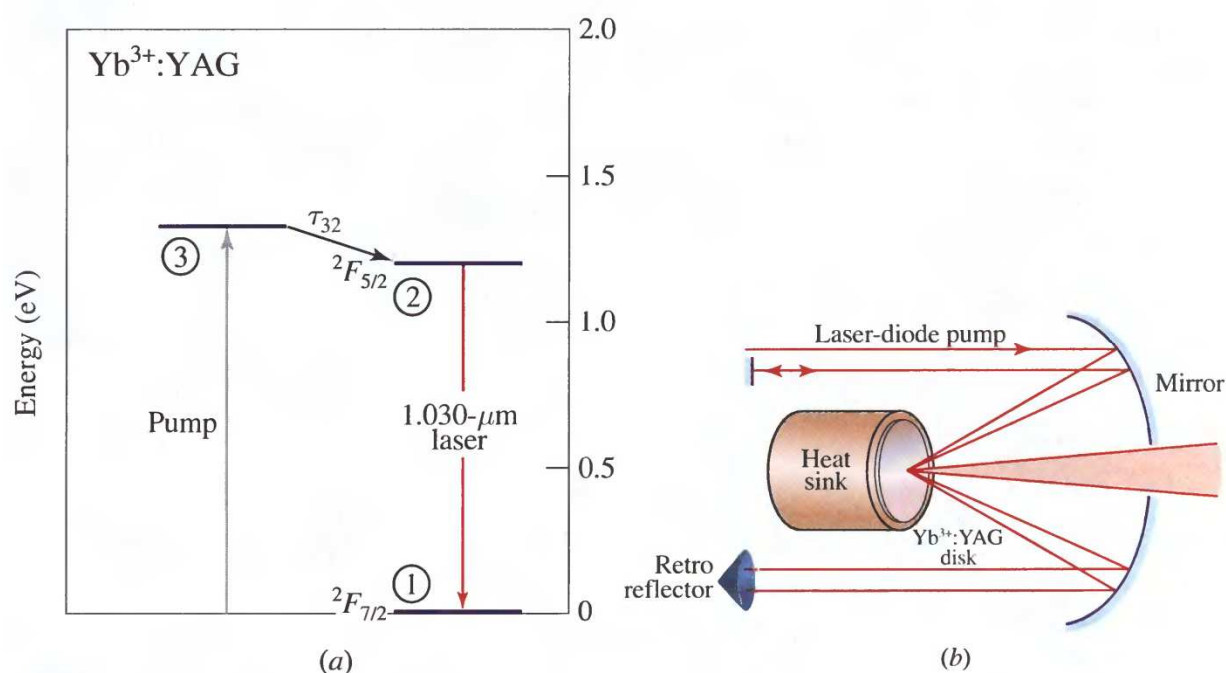


Рис. 20. (а) Энергетические уровни $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ лазера, ответственные за переход на длине волны $\lambda_0 = 1.030$ мкм. (б) конструкция одномодового одночастотного $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ лазера на тонком диске. Свет, которым накачивается лазер, проходит через активную среду около 25 раз, отражаясь от параболического зеркала и световозвращателя. Для достижения большой мощности излучения уровень легирования ионами иттербия составляет 25%.

Сапфир, активированный титаном

Титан-сапфировый лазер ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) может работать в широком диапазоне длин волн. Другим его преимуществом является возможность синхронизации мод, необходимая для работы в импульсном режиме. Активация производится путем замены приблизительно 1% ионов Al в сапфире (химическая формула Al_2O_3) ионами Ti. Коэффициент преломления такого материала близок к нелегированному сапфиру и составляет $n = 1.76$. Оптическая накачка обычно обеспечивается лазерами $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ и $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ на длине волны 532 нм (**рис. 19**); аргоновым лазером или $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ с удвоенной частотой на длине волны 515 нм (**рис. 20**) или посредством зеленого лазерного диода.

Каждый ион титана, имеющий один активный электрон – $3d^1$, окружен шестью атомами кислорода, располагающимися на октаэдрической позиции. Таким образом, ион титана подвергается существенному влиянию как поля кристаллической решетки сапфира, так и орбитальным взаимодействиям. На рис. 21 энергетическая диаграмма сапфира, легированного титаном, изображена при помощи обозначений из теории групп. В таком материале энергетические состояния сильно подвержены влиянию колебаний решетки. Поэтому вынужденная эмиссия сопровождается параллельным излучением одного или нескольких фононов. Заселенность зоны 2T_2 подчиняется бoльцмановскому распределению, так что потолок зоны обычно незаселен и система ведет себя по четырехуровневой схеме (**рис. 21, а**).

Лазерный переход, указанный на **рис. 21**, можно настраивать в пределах нескольких десятков нанометров, используя вращающийся светофильтр на основе двулучепреломления, установленного в резонаторе под углом Брюстера (**рис. 21, б**). Такая установка работает как полосовой фильтр для внутрирезонаторного поляризованного луча. Настройкой внутренней оптики можно достичь больших изменений длины волны, поскольку групповая скорость зависит от длины волны. При помощи этих способов можно получить широкий диапазон длин волн: от 700 нм до 1050 нм (ближний ИК). Работая в непрерывном режиме, $Ti^{3+}:Al_2O_3$ лазер может генерировать около 5 Вт оптической мощности, а при синхронизации мод может излучать последовательность 10-фс 50-нДж импульсов с частотой около 80 МГц и пиковой мощностью около 1 МВт.

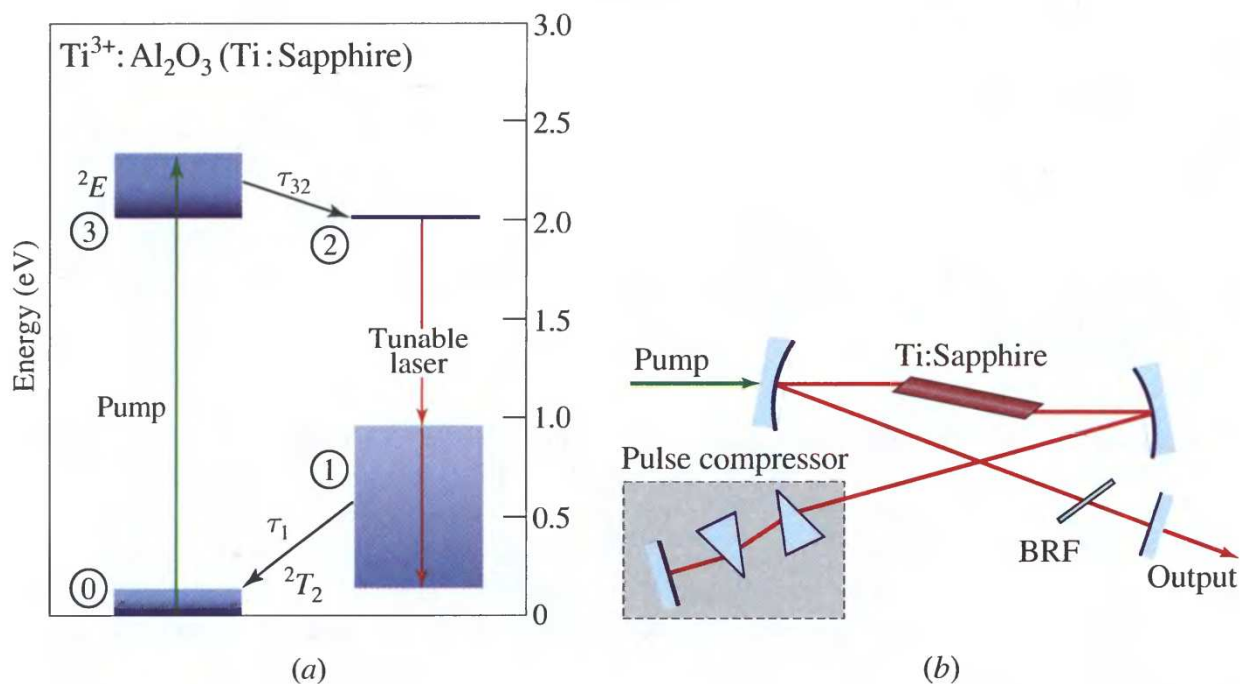


Рис. 21. (а) Избранные энергетические зоны $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$. Красная стрелка показывает основной лазерный переход в такой электронно-колебательной системе, которая может перестраиваться в диапазоне от 700 нм до 1050 нм. Уменьшение заселенности зон при больших энергиях показана плавным переходом от черного к белому свету. (б) Конструкция $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ лазера с синхронизацией мод. Две призмы в затененном ящике обеспечивают внутрирезонаторную компенсацию дисперсии. Плавная подстройка длины волны (в пределах нескольких десятков нм) осуществляется вращающимся светофильтром на основе двойного лучепреломления. Грубая подстройка (во всем диапазоне) достигается регулировкой одной из призм. Накачивающее зеленое излучение часто получают от $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ лазера с удвоенной частотой (рис. 18).

Поскольку колебания кристаллической решетки играют значительную роль в функционировании лазера на $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, его относят к классу т.н. лазеров на фононно-ограниченных переходах (*phonon-terminated laser*), также известных как вибронные лазеры (*vibronic laser*). К этой группе также относится лазер на основе александрита и лазеры на органических красителях, в которых колебания молекул играют ту же роль, что и колебания решетки. Вибронные (электронно-колебательные) переходы отличаются от

обычных тем, что при этом одновременно изменяется как электронное, так и фотонное состояния системы.

Волоконные лазеры

Оптоволокно, легированное редкоземельными элементами, может функционировать как высокоэффективный лазер в видимом и ближнем ИК диапазоне, если должным образом обеспечить в нем обратную связь. Конструкция лазера на таком оптоволокне показана на **рис. 22, а** и содержит решетку Брэгга, встроенную в волокно, и накачку при помощи лазерного диода. Для предотвращения нелинейных эффектов, обусловленных концентрацией большой мощности в малом объеме, широко используются оптические волокна с двойным покрытием.

Особо высокой производительностью обладают многослойные кварцевые стекла, легированные иттербием. Энергия накачки, которую генерирует лазерный диод, поставляется в активную среду посредством многомодовых волокон, которые подсоединяются к стержню с многослойным покрытием. Обратная связь осуществляется посредством встроенной в волокно решетки Брэгга. В непрерывном режиме выходная мощность на длине 1070-1080 нм может превышать 1 кВт, при этом ширина спектральной линии составляет около 1 ТГц. Свет отводится через одномодовое оптоволокно диаметром несколько мкм. Пучек получается превосходного качества ($M^2 < 1.1$); полный КПД большой ($> 25\%$). При малых уровнях мощности может быть получена линейная поляризация, достигнуто сокращения ширины линии и расширение частотного диапазона. Значительные мощности достигаются при использовании лазера в многомодовом режиме. Лазеры, мощность излучения которых достигает 50 кВт, применяются для сварки, резки и сверления.

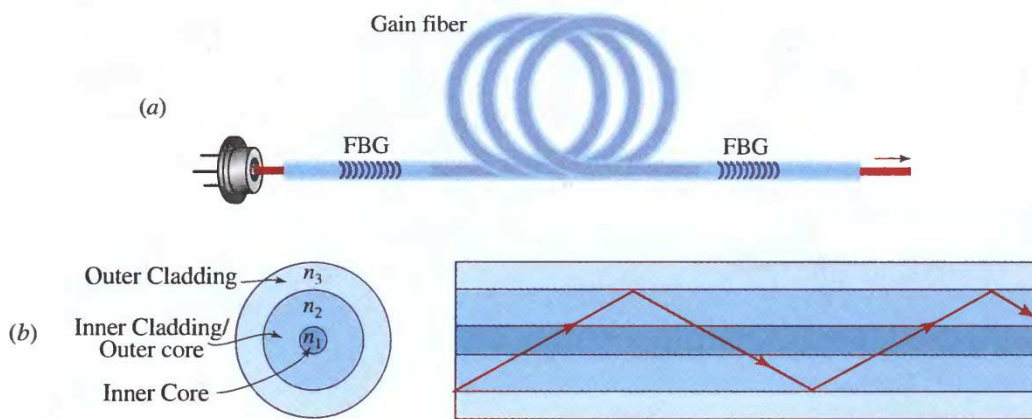


Рис. 22. (а) Упрощенная конструкция волоконного лазера, накачиваемого лазерным диодом, с волоконной решеткой Брэгга, выполняющую отражательную функцию. Накачка зачастую включает в себя использование множества многомодовых лазерных диодов, подсоединенных к внешнему сердечнику посредством многомодовых соединителей в прямом и обратном направлениях. Внутренне волокно поддерживает генерацию на единственной поперечной моде. Существует множество других устройств волоконного лазера. (б) Концентрическая конфигурация волоконного лазера с двойным покрытием. Для увеличения оптического перекрытия между внутренним и внешним сердечником используется другая конструкция. С этой целью, например, внутренний сердечник может быть сдвинут от оси симметрии. Другой вариант – сделать внешний сердечник не круглым, а квадратным, шестиугольным, восьмиугольным или D-образным.

В диапазоне 1550–1570 нм мощность, излучаемая волоконными кварцевыми лазерами, активированными эрбием, в непрерывном режиме может достигать сотен Вт; ширина линии при этом не превышает 400 ГГц. Качество луча ограничено дифракцией ($M^2 < 1.1$), а полный КПД превышает 10%. Эти накачиваемые лазерными диодами устройства с воздушным охлаждением могут работать в режиме генерации линейной, круговой и хаотической поляризации. В расширенном диапазоне от 1530 до 1620 нм такие лазеры также могут работать, но мощность их излучения не будет превышать десятков Вт.

Волоконные лазеры, активированные тулием, работают в длинноволновом диапазоне: 1.8–2.1 мкм; мощность излучения

составляет десятки Вт. Обычно их полный КПД составляет около 5%, качество луча – отличное ($M^2 < 1.05$). Линейная поляризация может быть получена на малых мощностях. Отметим, что длина волны 1.94 мкм соответствует максимуму спектра поглощения воды в мягких тканях. Поэтому такие лазеры используются в клинической медицине.

Волоконные оптические лазеры применяются в обработке материалов, в хирургии, для зажигания лазеров на стекле в лаборатории термоядерных исследований. Усиление средней выходной мощности возможно при работе в т.н. режиме модуляции добротности, а также в режиме синхронизации лазерных мод. Волоконные лазеры с фотонной запрещенной зоной могут иметь такую конструкцию, что свет излучается всей поперечной поверхностью волокна, а не только в продольном направлении; такая конструкция имеет перспективы использования для формирования и воспроизведения изображений.

Случайные лазеры

Частоты генерации обычных лазеров определяются спектральной зависимостью коэффициента усиления активной среды, а также частотами мод резонатора Фабри-Перо, в которую помещена активная среда. Излучение отводится через полупрозражающее стекло, и обычно характеризуется узким спектром, высокой направленностью, а также высоким уровнем пространственной и временной когерентности. Рассеивание света в активной среде вносит потери, поэтому его старательно избегают.

Оказывается, когда рассеивание в активной среде очень сильное, оно само по себе может обеспечивать обратную связь. Принцип работы случайных лазеров основан на создании обратной связи при помощи множественного рассеивания в неупорядоченной случайной среде, которая играет роль трехмерного замкнутого резонатора. Можно считать, что фотоны, распространяющиеся в такой среде, проходят случайный путь в трехмерном пространстве

(рис. 23, а). Поскольку сильное рассеивание в таких лазерах связано со средой с неупорядоченной структурой, работающие на этом принципе лазеры известны как *случайными лазерами*. Другое их название – *порошковые лазеры* или *плазеры*. В отличие от обычных лазеров, излучение, отраженное назад в активную среду, имеет случайную фазу. Таким образом, в случайных лазерах обратная связь осуществляется не по фазе и по полю, а по только по мощности. Из-за нерезонансного характера обратной связи, центральная частота излучения такого лазера управляется единственно спектром усиления активной среды. Существенное усиление достигается благодаря большому пути, который проходят фотоны прежде чем покинуть активную среду. Чем сильнее рассеивание, тем сильнее обратная связь, и значит – меньший порог лазерной генерации.

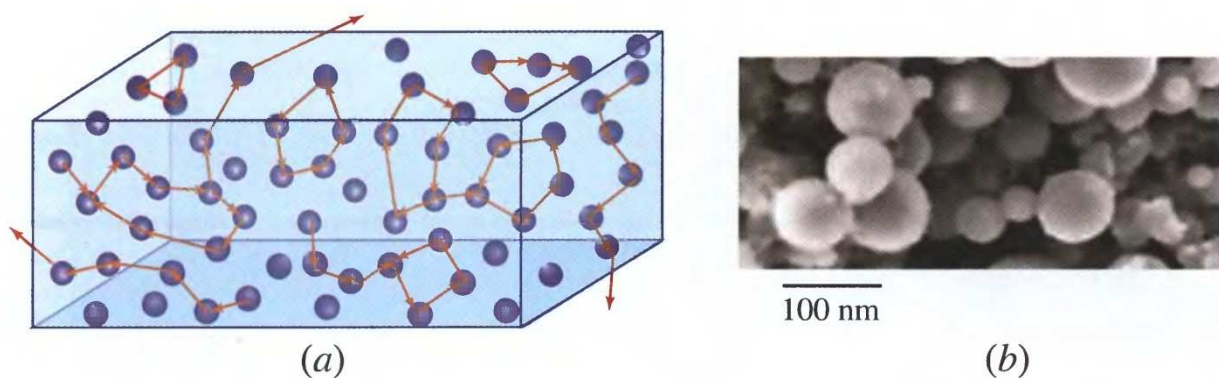


Рис. 23. а) Принцип работы случайного лазера основан на некогерентной и нерезонансной обратной связи, которую обеспечивают множественные акты рассеивания и связанный с ними достаточно большая длина пробега в активной среде. Показаны замкнутые пути прохождения света, формируемые рассеиванием. Эти пути являются аналогом петли обратной связи в обычных лазерах и могут рассматриваться как внутренние резонаторы. Выход из активной среды случайного лазера аналогичен выходу через полупрозрачное стекло обычного лазера; б) Плотнупакованный нанокристаллический материал ZnO в случайном лазере является одновременно и активной средой, и элементом, обеспечивающим обратную связь за счет интенсивного рассеивания.

Оказывается, что обусловленная рассеиванием обратная связь играет важную роль в природных мазерных усилителях, существующих в космическом пространстве. В качестве таких усилителей известны облака молекул H_2O , OH и SiO_2 . Рассеивание используется для обеспечения обратной связи в рентгеновской области, где практически невозможно изготовить соответствующие зеркала резонатора. «Клеймом» случайных лазеров является отсутствие направленности и пространственной когерентности излучаемого света. Однако пространственное распределение света, который излучается поверхностью кюветы, заполненной порошковой активной средой, часто походит на распределение в светодиоде с поверхностным излучателем. Накачка случайных лазеров может производиться оптически, электрически, а также при помощи электронного луча. Длины волн, на которых созданы случайные лазеры, простираются от ИК до УФ. Активная среда может иметь различные объемы: от микрорезонаторов объемом порядка 1 мкм^3 до макроскопических устройств объемом порядка 1 см^3 .

Материалы для обычных твердотельных лазеров (рубин, $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, $\text{Nd}^{3+}:\text{стекло}$, $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, GaAs), будучи измельченными в порошки, могут служить активной средой уже случайных лазеров. Во многих порошках среда, дающая усиление и рассеивающая среда – одно и то же, но это не всегда так. Например, молекулы красителя родамин 6Ж выполняют функцию активной среды, в то время как микрочастицы Al_2O_3 используются как рассеивающая среда. Оба этих вещества, помещенные в раствор метанола, образуют основу для лазера на 6Ж-родамине. Активные среды случайных лазеров включают в себя неорганические диэлектрики, полимеры, жидкости, растворы красителей, легированные красителями жидкие кристаллы, разупорядоченные полупроводниковые наноструктуры, и даже биологические ткани.

Если частички, образующие активную среду, достаточно большие и имеют одинаковую форму, так что могут

поддерживать резонаторные моды, они могут вести себя как набор одиночных микролазеров, излучающие каждый в своем направлении. В ином случае резонанс может поддерживаться самим расположением центров рассеивания. Если центры рассеивания рекуррентны (**рис. 23, а**), и оптическое усиление вдоль замкнутого пути превышает потери, сами эти пути могут служить резонаторами. Получающееся лазерное излучение имеет спектр с резкими пиками на частотах, соответствующими этим случайным частотам резонаторных мод. Поскольку различные области неупорядоченной среды поддерживают различные наборы замкнутых путей, частоты генерации зависят от того, какой именно участок неупорядоченного материала подвергается накачке. Такие лазеры называются *когерентными случайными лазерами*, поскольку в них реализуется когерентная обратная связь и случайная в пространстве конфигурация резонаторов; они подобны набору микролазеров со случайным направлением излучения.

Кластеры центров рассеивания можно использовать для создания отдельных *микрослучайных лазеров*, в которых свет заключен в объеме порядка длины волны в кубе по причине сильного рассеивания, а не отражения от зеркальных границ.

В. Газовые лазеры

Атомарные и ионные лазеры

Излучение атомарных и ионных газовых лазеров, например He-Ne, Ar⁺ и Kr⁺-лазеров, обычно представляет собой разноцветные лучи. Такие лазеры, в прошлом являясь основными лазерными источниками, в большинстве сфер выходят из использования из-за малого КПД. В частности, мощность излучения Kr⁺-лазера – порядка сотен милливольт; спектр излучения простирается от $\lambda_0 = 350$ нм в ближней УФ области до 676 нм (красный цвет). Работая на нескольких спектральных линиях одновременно, он может излучать

«белый лазерный цвет». Разнообразные газы, состоящие из атомов одного вида, а также их ионов также могут служить активной средой и работать на бесчисленном множестве длин волн в ближнем ИК и видимом диапазоне. Не смотря на это, атомные и ионные лазеры сегодня используются преимущественно в специализированных приложениях: у твердотельных лазеров с лазернодиодной накачкой производительность выше, они проще в настройке и более надежны.

Молекулярные лазеры

Лазеры на молекулах газа (напр. CO₂-лазеры, излучающий на длинах $\lambda_0 = 9.6$ и $\lambda_0 = 10.6$ мкм (средний ИК-диапазон)) способны излучать тысячи ватт мощности в непрерывном режиме. При этом их полный КПД составляет примерно 10%. Они используются для резки, сварки, скайбирования, гравирования и маркировки. В дальнем ИК-диапазоне наиболее распространен лазер на метаноле, который излучает на длинах $\lambda_0 = 119$ мкм и $\lambda_0 = 124$ мкм, а также на мириадах других частот. Отметим, что для молекулярного газа легко получить излучение во всех ИК диапазоне. Даже обычная молекула воды в ИК-диапазоне может иметь множество линий лазерного излучения.

Эксимерные лазеры

Эксимерные лазеры используются в ультрафиолетовой части спектра. Понятие «эксимер» (сокращение от «возбужденный димер» (анг. *excited dimer*)) – короткоживущая молекула, содержащая два возбужденные атома. Если два атома неодинаковы, используется термин «эксиплекс». Галогениды благородных газов, такие как XeCl, формируют эксиплексы, поскольку химическое поведение возбужденного атома благородного газа подобно поведению атома щелочи, которая легко вступает в реакцию с галогеном. Когда эксиплекс возвращается в свое основное состояние, его компоненты диссоциируют, и отдельные атомы отталкиваются, то есть

молекула распадается. Таким образом, нижний уровень лазера оказывается незаселенным, обеспечивая таким образом, инверсию заселенностей. Примеры эксимерных и эксиплексных лазеров: F_2 (153 нм), ArF (193 нм), KrF (248 нм), $XeCl$ (308 нм), XeF (351 нм). Лазерные импульсы в $XeCl$ можно получить, пропуская через смесь Xe и Cl_2 газовый разряд. Коротковолновое излучение обычно не проникает глубоко в материалы, что позволяет использовать их для тонкой резки, при которой не выделяется тепло. Это их качество плюс большая мощность лазерных импульсов обуславливает широкое их применение в микролитографии, микромеханике, фотохимии, и хирургии (особенно хирургии глаза). Стандартное производство полупроводниковых схем используется излучение таких лазеров длиной $\lambda_0 = 193$ нм (дальний УФ диапазон).

Химические лазеры

Химиолюминесценция – это излучение света вследствие химической реакции, которое происходит, когда энергия, выделяющаяся при химической реакции между двумя или большим количеством соединений, достаточна для того, чтобы перевести продукты реакции в возбужденное состояние. **Химические лазеры**, содержащие собой смесь газов, являются самонакачивающимися в том смысле, что энергия накачки отводится от химической реакции самой активной среды. Наиболее известным представителем химических лазеров является NF -лазер, работающий в основном на длинах волн 2.7–3.1 мкм. В смеси газов H_2 и F_2 создают электрический разряд, в результате которого образуется молекула NF , находящаяся сразу же в колебательном возбужденном состоянии (обозн. NF^*). Эта молекула, переходя в основное состояние, излучает ИК фотон, и распадается. Продукты распада взаимодействуют с молекулами H_2 и F_2 , в результате чего образуются другие возбужденные молекулы, создавая своеобразную цепную реакцию. Химические лазеры могут генерировать большие

мощности излучения, и представляют интерес главным образом для военного дела.

Другими менее важными на сегодняшний день лазерами являются: лазер на красителях, лазеры, излучающие в дальнем УФ и рентгеновском диапазоне; лазер на свободных электронах и др.

Отдельно будут рассмотрены полупроводниковые источники света, в том числе лазеры.

Параметры некоторых лазеров.

В **табл. 1** приведены параметры и характеристики некоторых лазеров в порядке возрастания длины волны. Видно, что лазеры характеризуются различными длинами переходов, КПД, выходных мощностей.

Отметим, что ширины спектральных линий лазеров, приведенных в таблице, на несколько порядком уже, чем линии собственно переходов. Это объясняется дополнительным отбором частот, который осуществляется в резонаторе. Обеспечить стационарную инверсию заселенностей в некоторых лазерных системах не представляется возможным. Такие лазеры могут работать только в импульсном режиме.

Табл. 1. Типичные характеристики и параметры некоторых широкоизвестных лазеров (в порядке возрастания длины волны).

Активная среда *	Длина волны перехода λ_0	Режим: односторонний (о) или многосторонний (м)	Непрерывный (непр.) или импульсный (имп.) режим	Полный КПД η_c , %	Выходная мощность или энергия	Энергетическая диаграмма, рис.
Ag ¹⁹⁺ (п)	13.9 нм	м	имп.	0.0002	25 мккДж	
C ⁵⁺ (п)	18.2 нм	м	имп.	0.0005	2 мДж	
ArF эксимер (г)	193 нм	м	имп.	1	200 мДж	
KrF эксимер (г)	248 нм	м	имп.	1	500 мДж	
He-Cd (г)	442 нм	о	непр.	0.1	100 мВт	
Ar ⁺ (г)	515 нм	о	непр.	0.5	10 Вт	
Родамин-6Ж (ж)	560-640 нм	о	непр.	0.005	100 мВт	
He-Ne (г)	633 нм	о	непр.	0.05	10 мВт	
Kr ⁺ (г)	647 нм	о	непр.	0.01	1 Вт	
Рубин (т)	694 нм	м	непр.	0.1	5 Вт	
Александрит (т)	700-820 нм	м	непр.	0.1	1 Вт	
Ti:сапфир (т)	700-1050 нм	о	непр.	0.01	5 Вт	
Yb ³⁺ :YAG (т)	1030 нм	о	непр.	5	100 Вт	
Nd ³⁺ : стекло (т)	1053 нм	м	имп.	1	50 Дж	
Nd ³⁺ :YAG (т)	1064 нм	о	непр.	5	50 Вт	
Nd ³⁺ :YVO ₄ (т)	1064 нм	о	непр.	10	30 Вт	
Yb ³⁺ : кварцевое волокно (т)	1075 нм	о	непр.	20	1500 Вт	
Er ³⁺ : кварцевое волокно (т)	1550 нм	о	непр.	10	100 Вт	
Tm ³⁺ : фторидное волокно (т)	1.8-2.1 мкм	о	непр.	5	150 Вт	
He-Ne (г)	3.39 мкм	о	непр.	0.05	20 мВт	
CO ₂ (г)	10.6 мкм	о	непр.	10	500 Вт	
H ₂ O (г)	28 мкм	о	непр.	0.02	100 мВт	
ЛСЭ (г)	60 мкм-2.5 мм	м	имп.	0.5	5 мДж	
H ₂ O (г)	118.7 мкм	о	непр.	0.01	50 мВт	
CH ₃ OH (г)	118.9 мкм	о	непр.	0.02	100 мВт	
HCN (г)	336.8 мкм	о	непр.	0.01	20 мВт	

* (п) – плазма, (ж) – жидкость, (т) твердое тело.