

резонансные свойства резонатора слабо выражены на фоне резонансных свойств спектральной линии. При этом частота генерируемого излучения ω_r будет близка к частоте перехода ω_{21} .

Если же $\Delta\omega_p \ll \Delta\omega_d$, то резонатор существенно влияет на частоту генерируемого излучения. Активное вещество обладает дисперсией показателя преломления. Поэтому фазовая скорость распространения волны c_λ между зеркалами зависит от её частоты (длины волны). Для стационарной генерации необходимо, чтобы при распространении (проходе) волны от одного зеркала до другого и обратно «набег» фазы составлял целое число (n) периодов: $2L\omega/c_\lambda = 2\pi n$. С др. стороны, из-за интерференции многократно отражённых волн между зеркалами должны устанавливаться колебания, при к-рых между зеркалами укладывается целое число (p) полу-

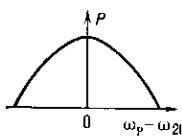


Рис. 6. Зависимость мощности генерации P от разности $\omega_p - \omega_{21}$.

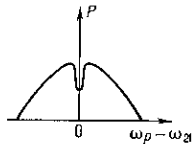


Рис. 7. Зависимость $P(\omega_p - \omega_{21})$ для двухзеркального лазера в случае, когда уширение спектральной линии обусловлено эффектом Доплера.

волн: $2L/\lambda = p$. В реальном резонаторе требуемая точность выполнения этого условия порядка $\Delta\omega_p$. Устанавливающаяся частота генерации ω_r должна быть такой, чтобы были выполнены оба соотношения. Теория даёт для ω_r соотношение

$$(\omega_r - \omega_{21}) \Delta\omega_p = (\omega_p - \omega_r) \Delta\omega_d. \quad (9)$$

Из (9) следует, что если ширина спектральной линии $\Delta\omega_d$ велика по сравнению с $\Delta\omega_p$, то $\omega_r \approx \omega_p$.

Наиб. благоприятные условия для генерации возникают, когда резонансная частота спектральной линии ω_{21} и собств. частота резонатора ω_p совпадают. В этом случае при заданной мощности накачки Л. излучает наиб. мощность. По мере отклонения ω_p от ω_{21} генерируемая мощность P будет уменьшаться и при достаточно большой расстройке ($\omega_p - \omega_{21}$) генерации может совсем исчезнуть (рис. 6).

Однако такая простая зависимость P от $\omega_p - \omega_{21}$ справедлива не всегда. Характер её определяется режимом работы Л. и механизмом уширения спектральной линии активного вещества. Для кольцевого Л., работающего на одной волне, бегущей в определ. направлении, зависимость P от $\omega_p - \omega_{21}$ всегда соответствует рис. 6. Для двухзеркального Л., если решающий вклад в ширину спектральной линии вносит эффект Доплера, $P(\omega_p - \omega_{21})$ имеет минимум при $\omega_p = \omega_{21}$, наз. провалом Лэмба (рис. 7). Частотная ширина провала определяется тем вкладом в ширину линии, к-рый вносят межатомные соударения и спонтанное излучение. Этот «провал» используется для стабилизации частоты Л. (см. *Оптические стандарты частоты*).

Режим работы лазеров. Накачка Л. может осуществляться как непрерывно, так и импульсно. При длительном (непрерывном) режиме вводимая в активную среду мощность накачки ограничена перегревом активной среды и связанными с ним явлениями. В режиме одиночных импульсов возможно введение в активную среду значительно большей энергии, чем за то же время в непрерывном режиме. Это обуславливает большую мощность одиночного импульса. Но и при непрерывной накачке возможны различные режимы работы Л., существенно зависящие от соотношения двух характерных времён: времени затухания эл.-магн. поля в резонаторе $\tau_p = (\Delta\omega_p)^{-1}$ и времени τ_1 установления стационарного распределения частиц по рабочим энергетич. уровням под действием накачки, но в отсутствие

эл.-магн. поля. Последнее зависит от времени жизни частиц на уровнях и от интенсивности накачки.

Если $\tau_p \ll \tau_1$, то Л. паряду с режимом непрерывной генерации может генерировать периодич. последовательность импульсов (рис. 8). Временной интервал между импульсами

$$\tau_c \approx \left(\frac{\tau_p \tau_1}{\eta_{\omega} - 1} \cdot \frac{P_{\text{макс}}}{P_{\text{ст}}} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

длительность импульса

$$\tau_n \approx \left(\frac{\tau_p \tau_1}{\eta_{\omega} - 1} \cdot \frac{P_{\text{ст}}}{P_{\text{макс}}} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Здесь $P_{\text{макс}}$ — пиковая мощность импульса, $P_{\text{ст}}$ — ср. мощность генерации. По мере увеличения отношения $P_{\text{макс}}/P_{\text{ст}}$ длительность импульсов сокращается, а

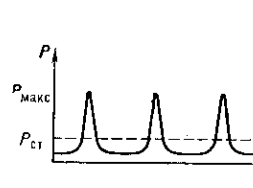


Рис. 8. Импульсный режим работы лазера; P — мощность генерируемого излучения.

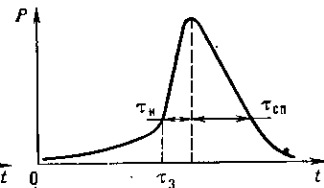


Рис. 9. Генерация гигантских импульсов.

расстояние между ними возрастает, так что ср. мощность остаётся постоянной, если не меняется мощность накачки.

«Раскачать» такие импульсы в Л. удаётся путём неглубокой модуляции коэф. отражения зеркал или мощности накачки. Глубина модуляции пропорц. τ_1/τ_p и в ряде практически важных случаев порядка 10^{-2} — 10^{-3} . Возможна даже «раскачка» пульсаций Л. за счёт флукутаций мощности накачки и параметров, без внеш. принудительной модуляции. В Л. со сравнительно малым временем релаксации населённости уровней ($\tau_1 < \tau_p$) режимы глубоких пульсаций мощности не наблюдаются. Неглубокая модуляция параметров в таких Л. приводит и к неглубокой модуляции выходной мощности.

Л., «предрасположенными» к режимам пульсаций, являются рубиновый, неодимовый, YAG-лазер (см. *Твердотельный лазер*), газовый иодный лазер, CO₂-лазер (см. *Газоразрядные лазеры*), полупроводниковые лазеры. Модуляция параметров в них может приводить к возникновению и хаотич. пульсаций мощности, к-рым в фазовом пространстве соответствует сложный набор траекторий, наз. *странным аттрактором*.

Гигантские импульсы. В Л. на основе веществ, имеющих сравнительно большое время релаксации τ_1 возбуждённых частиц, можно осуществить генерацию короткого одиночного импульса достаточно большой энергии и большой мощности. Л. в режиме стационарной генерации не может излучать мощность, превышающую мощность накачки. Но если выбрать вещество с достаточно большим временем релаксации τ_1 и выключить обратную связь, то, располагая источником накачки сравнительно небольшой мощности, можно на верх. рабочем уровне накопить большое число N_2 возбуждённых частиц. Если после окончания процесса накопления быстро включить обратную связь, то за счёт большого числа возбуждённых частиц развивается мощный импульс лазерного излучения (рис. 9). При мгновенном включении обратной связи ($t=0$) имеется нек-рое время разгорания импульса τ_3 , за к-рым следует быстрое нарастание его за время τ_n , а затем более медленный спад ($\tau_{\text{сп}}$). По порядку величины

$$\tau_3 = \frac{\tau_p}{\eta_{\omega} - 1} \ln \frac{\Delta N_0 V}{20}; \quad \tau_n = \frac{\tau_p}{\eta_{\omega} - 1}; \quad \tau_{\text{сп}} \approx \tau_p. \quad (12)$$