

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА НА ЛАЗЕР НА РУБИНЕ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

А. Н. Бондаренко, Г. В. Кривошеков, М. Ф. Ступак
и В. С. Смирнов

В сообщении приводятся первые результаты исследований лазера на рубине в режиме свободной генерации при действии внешнего сигнала. Регулярный сигнал от задающего лазера возбуждал в исполняющем генераторе квазистационарный режим. Сглаживание осцилляций происходило при большой положительной частотной расстройке.

Некоторые свойства твердотельных лазеров, работающих в моноимпульсном режиме под действием внешнего сигнала, были приведены в [1, 2]. В настоящем сообщении изложены первые результаты исследования лазера на рубине в режиме свободной генерации при воздействии внешнего сигнала. При анализе особенностей такого лазера будем считать, что потери на излучение равномерно распределены по длине резонатора. Поле внешнего сигнала зададим сторонним источником тока, так чтобы $j_{\text{ст.}} = \sigma E_0$, где σ — ширина линии резонатора, а E_0 — внешний сигнал. Такое приближение справедливо, если частоты внешнего сигнала близки к собственным частотам резонатора и коэффициенты отражения зеркал близки к единице. Далее предположим, что внешний сигнал содержит только одну частоту ω , близкую к частоте атомного перехода ω_0 , и исполняющий генератор работает в одномодовом режиме. Это ограничение не является принципиальным и там, где это потребуется, будут сделаны оговорки, касающиеся многомодового режима. В принятом приближении поле внутри резонатора можно искать в виде стоячей волны

$$[E \exp(-i\omega t) + \text{к. с.}] \sin kz$$

с медленно меняющейся во времени амплитудой E . Система уравнений для амплитуды E и перенаселенности N имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \sigma E_0 + \sigma(1 - i\delta) E (\eta \langle N \sin^2 kz \rangle - 1), \quad (1)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial N}{\partial t} + N = 1 - \frac{|E|^2 d^2 \sin^2 kz}{4\hbar \gamma \gamma_0 (1 + \delta^2)}, \quad (2)$$

E_0 — амплитуда внешнего сигнала, $\delta = (\omega_0 - \omega) / \gamma_0$ — безразмерная расстройка, γ_0 — ширина линии люминесценции, η — отношение подкачки к ее пороговому значению, $\eta \geq 1$, d — дипольный момент перехода, γ — ширина атомного уровня, символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по высокочастотным пространственным осцилляциям. Из уравнения (1) видно, что задающий сигнал накладывает вполне определенные соотношения на фазу φ исполняющего генератора. Например, в режиме стационарной генерации $\varphi = \varphi_0 + \arctg \delta$. Аналогичная ситуация будет наблюдаться и в случае, когда внешний сигнал представляет собой набор нескольких мод.

Рассмотрим решение системы (1), (2) при малых энергиях $|Ed/\hbar \times \sqrt{\gamma\gamma_0} \ll 1$. В стационарном состоянии

$$\frac{3|Ed|^2}{4\hbar^2\gamma\gamma_0(1+\delta^2)} = \eta - 1 \pm \left| \frac{E_0}{E} \right|, \quad (3)$$

$$\varphi - \varphi_0 - \arctg \delta = 0, \pi;$$

верхний знак в этом решении отвечает разности фаз $\varphi - \varphi_0 - \arctg \delta = 0$, нижний знак соответствует неустойчивому состоянию, так как приводит к уменьшению полной энергии излучения.

Исследование стационарных решений на устойчивость дает следующие выражения для декрементов затухания малых отклонений (в точном резонансе $\delta=0$)

$$\Gamma = -\frac{1}{2} \left(\gamma + \sigma \left| \frac{E_0}{E} \right| \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\gamma + \sigma \left| \frac{E_0}{E} \right| \right)^2 - 4\gamma\sigma \left(\eta - 1 + 3 \left| \frac{E_0}{E} \right| \right)}. \quad (4)$$

Потребуем, чтобы в данном переходном режиме отсутствовали осцилляции ($\text{Im}\Gamma=0$). Отсюда следует пороговое условие на интенсивность

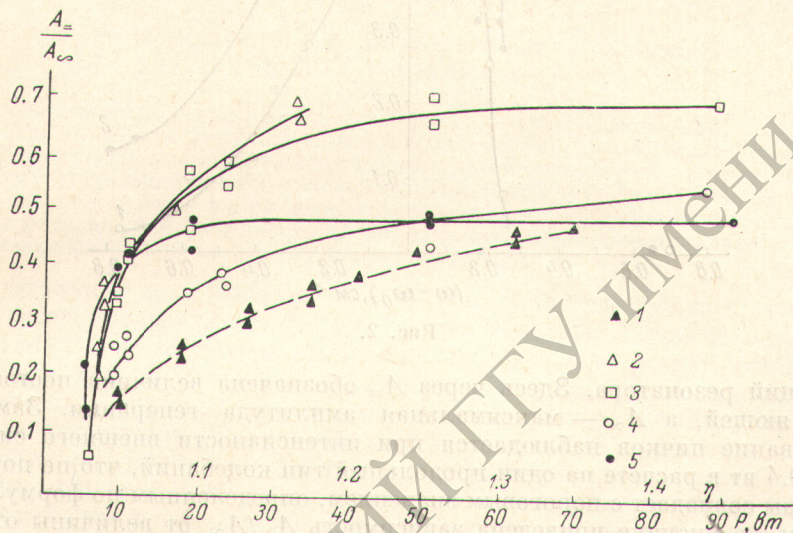


Рис. 1.

1 — $A_\infty/A_\infty = f(\eta)$, 2 — полуконфокальный, 3 — конфокальный, 4 — полуконцентрический, 5 — концентрический.

внешнего сигнала, которое выглядит наиболее просто, если режим генерации не слишком близок к порогу $\eta - 1 \gg \gamma/\sigma$

$$\left| \frac{E_0}{E} \right|^2 > 8 \frac{\gamma}{\sigma} (\eta - 1). \quad (5)$$

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в генераторе с внешним сигналом в области захвата спектра должно наблюдаться сглаживание осцилляций (пичков), если интенсивность внешнего сигнала превысит пороговое значение (5). Оценка по формуле (5) дает для него величину порядка 0.1 вт при мощности генерации до 500 вт, при этом время затухания возмущений будет мало ($1/\sqrt{\gamma\sigma} \sim 10^{-5}$ сек.). Такая ситуация действительно наблюдалась в эксперименте.

Источником внешнего сигнала служил лазер на рубине, генерирующий гладкие импульсы длительностью около 600 мксек. (в дальнейшем задающий). Сглаживание пичков его излучения достигалось введением в резонатор отрицательной обратной связи [3]. За время генерации средняя частота излучения задающего лазера была постоянной, а ширина спектра составляла 0.05 см^{-1} . Селекция типов колебаний была полностью исключена. В эксперименте производилась одновременная регистрация спек

тров обоих лазеров с помощью одного интерферометра Фабри—Перо с областью дисперсии 1 см^{-1} .

Было установлено, что при всех конфигурациях резонатора исследуемый лазер без внешнего сигнала генерировал незатухающие хаотические пички. При воздействии внешнего сигнала появлялась постоянная составляющая, величина которой зависела от интенсивности внешнего сигнала и уровня накачки исследуемого лазера, а спектр генерации совпадал со спектром внешнего сигнала. На рис. 1 приведена зависимость величины $A_{=} / A_{\infty}$ от интенсивности внешнего сигнала для различных кон-

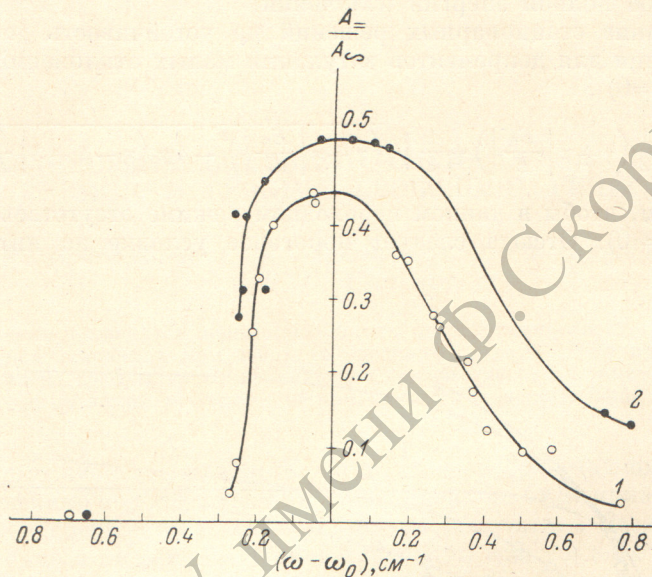


Рис. 2.

фигураций резонатора. Здесь через $A_{=}$ обозначена величина постоянной составляющей, а A_{∞} — максимальная амплитуда генерации. Заметное сглаживание пичков наблюдается при интенсивности внешнего сигнала около 0.4 вт в расчете на один продольный тип колебаний, что по порядку величины совпадает с пороговым значением, определенным по формуле (5). На этом же рисунке приведена зависимость $A_{=} / A_{\infty}$ от величины относительного превышения накачки над пороговым значением η для случая резонатора, близкого к полуконфокальному при интенсивности внешнего сигнала 16.5 вт. Если сигнал задающего генератора был не регулярен, то исследуемый лазер генерировал хаотические пички, причем никакой корреляции между пичками обоих лазеров не наблюдалось. Наклоном эталона Фабри—Перо, помещенного в резонатор задающего лазера, можно было менять частоту в пределах $\pm 2 \text{ см}^{-1}$ относительно центральной частоты ω_0 исследуемого лазера без внешнего сигнала. На рис. 2 приведена зависимость величины $A_{=} / A_{\infty}$ от расстройки $(\omega - \omega_0)$ для случая концентрического резонатора. Кривая 2 определена при интенсивности внешнего сигнала, вдвое превышающую интенсивность, соответствующую кривой 1. Как видно, сглаживание пичков происходит при больших расстройках в положительную область.

Авторы благодарят В. К. Макуху за помощь в работе и Я. И. Ханина за плодотворную дискуссию.

Литература

- [1] А. Н. Бондаренко, Г. В. Кривошеков, В. А. Смирнов. ЖЭТФ, 56, вып. 6, 1969.
- [2] А. Н. Бондаренко, Г. В. Кривошеков, В. А. Смирнов. Изв. вузов, Радиофизика, 12, вып. 12, 1969.
- [3] В. Н. Pantell, I. Warszawski. Appl. Phys. Lett., 11, № 7, 1967.

Поступило в Редакцию
6 сентября 1971 г.