

Неизохронность частоты излучения твердотельного лазера с однородно уширенной линией усиления

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев

Теоретически исследована зависимость оптической частоты излучения твердотельного лазера от амплитуды поля лазерного излучения. Показано, что неизохронность частоты генерации возникает лишь при учете вклада спонтанного излучения в генерируемую моду резонатора и проявляется наиболее сильно при малых превышениях накачки над порогом.

Ключевые слова: нелинейная автоколебательная система, неизохронность, твердотельный лазер с однородно уширенной линией усиления.

1. Колебания в нелинейных динамических системах, как правило, оказываются неизохронными, т. е. частота колебаний зависит от их амплитуды. В качестве хорошо изученного и наиболее простого примера можно сослаться на неизохронность нелинейного осциллятора (см., напр., [1–3]). Неизохронность колебаний в автоколебательных системах исследовалась в ряде работ (см., напр., [4–7]). В частности, было установлено, что из-за неизохронности автоколебаний возникает асимметрия формы спектральной линии. Одной из широко известных автоколебательных систем являются лазеры. В случае твердотельных лазеров, насколько нам известно, проблема неизохронности до настоящего времени не была исследована.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование зависимости частоты генерации твердотельного лазера от интенсивности (амплитуды) выходного излучения.

2. Рассмотрим одночастотный твердотельный лазер с однородно уширенной линией усиления (линейный или кольцевой однонаправленный лазер). Интересующий нас вопрос о неизохронности оптических колебаний этого лазера можно исследовать на основе самосогласованной полуклассической системы уравнений для комплексной амплитуды поля $E = |E| \exp(i\varphi)$ внутри резонатора и инверсной населенности активной среды N [8]. Эта система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\omega}{2Q} E + i(\omega_n - \omega)E + \frac{\sigma l}{2T} N(1 + i\alpha)E, \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{T_1} [N_{th}(1 + \eta) - N - aN|E|^2].$$

Здесь ω – оптическая частота генерируемого излучения; Q – добротность резонатора; ω_n – собственная частота

моды резонатора; σ – сечение лазерного перехода; l – длина активного элемента; T – время обхода светом резонатора; T_1 – время релаксации инверсной населенности; $a = T_1 c \sigma / (8\hbar \omega \pi)$ – параметр насыщения. Скорость накачки представлена в виде $N_{th}(1 + \eta)/T_1$, где N_{th} – пороговая инверсная населенность, а $\eta = P/P_{th} - 1$ – превышение мощности накачки P над порогом. Фактор амплитудно-фазовой связи $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ учитывает влияние поляризуемости среды, обусловленное резонансными процессами усиления на рабочем переходе (α_1) и нерезонансными переходами с рабочих уровней (α_2) [9]. Для резонансных переходов в случае однородного уширения линии усиления фактор α_1 определяется выражением $\alpha_1 = (\omega_0 - \omega_n)/\gamma$, где ω_0 и γ – центральная частота и полуширина линии усиления.

Из (1) получим следующие уравнения для безразмерной интенсивности поля излучения поля внутри резонатора $I = a|E|^2$ и оптической фазы излучения:

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{\omega}{Q} I + \frac{\sigma l}{T} NI, \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_n - \omega + \frac{\sigma l}{2T} N\alpha. \quad (3)$$

Стационарное решение системы (1) имеет вид

$$I_0 = \eta, \quad (4)$$

$$N_0 = N_{th}, \quad \frac{\sigma l}{T} N_0 = \frac{\omega}{Q}, \quad (5)$$

$$\omega = \omega_n + \frac{\omega}{2Q} \alpha. \quad (6)$$

Из приведенного решения следует, что частота генерируемого излучения не зависит от амплитуды (интенсивности I_0) излучения. В стационарном режиме генерации оптическая частота оказывается сдвинутой относительно собственной частоты моды на постоянную величину $(\omega/2Q)\alpha$, не зависящую от амплитуды поля. Таким образом, в рамках рассматриваемого приближения твер-

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: e.larionsev@yahoo.com

дотельный лазер является изохронной автоколебательной системой. Отсутствие неизохронности связано с тем, что инверсная населенность насыщается генерируемым излучением на постоянном уровне $N_0 = N_{th}$, не зависящем от интенсивности (амплитуды) излучения.

Покажем, что при учете квантовых флуктуаций возникает неизохронность частоты генерации. В этом случае в уравнении (2) появляется дополнительный член – скорость спонтанного излучения в генерируемую моду. Удобно переписать это уравнение, введя вместо безразмерной интенсивности I пропорциональную ей величину n – число фотонов в резонаторе ($I = \beta n$, где β – фактор спонтанного излучения в моду резонатора [10]):

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\omega}{Q}n + \frac{\beta N n}{T_1} + \frac{\beta N}{T_1}. \quad (7)$$

В уравнении (7) последний член $\beta N/T_1$ есть средняя скорость спонтанного излучения в генерируемую моду. Остальные уравнения не изменяются при учете спонтанного излучения. Стационарное решение при учете спонтанного излучения и при большом числе фотонов в резонаторе ($n_0 \gg 1$), обычно имеющем место в лазерах, принимает вид

$$n_0 = \frac{1}{2\beta} \{ \eta + [\eta^2 + 4\beta(1 + \eta)]^{1/2} \}, \quad (8)$$

$$\frac{\beta N_0}{T_1} = \frac{\omega}{Q} \left(1 - \frac{1}{n_0} \right), \quad (9)$$

$$\omega = \omega_n + \frac{\omega}{2Q} \alpha \left(1 - \frac{1}{n_0} \right). \quad (10)$$

Как видно из (10), при учете спонтанного излучения возникает неизохронность: частота генерации зависит от интенсивности излучения (числа фотонов внутри резонатора n_0). Эта зависимость оказывается наиболее сильной вблизи порога генерации. На рис.1 показана зависимость нелинейного сдвига частоты генерации $\Delta\nu = [\omega_n + (\omega/2Q)\alpha - \omega]/2\pi$ от превышения накачки над порогом. Приведенная зависимость рассчитана для «беспорогового» твердотельного лазера, детально исследованного в [10–12]. Отметим, что в этих работах твердотельный мини-лазер назван «беспороговым» из-за отсутствия характерного для обычных лазеров резкого уменьшения квантовых флуктуаций интенсивности излучения в области порога генерации. Расчет выполнен при следующих значениях лазерных параметров: $\beta = 10^{-5}$, $\alpha = 0.2$, $\omega/Q = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $1/T_1 = 1.3 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

3. Таким образом, в настоящей работе теоретически исследована зависимость частоты генерации твердотель-

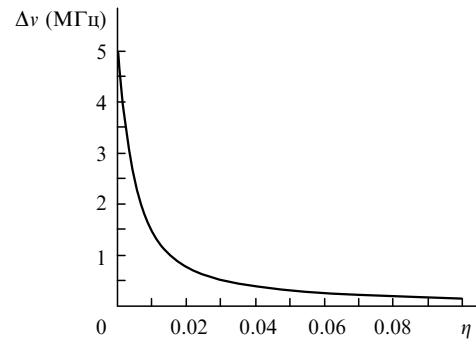


Рис.1. Зависимость нелинейного сдвига частоты генерации $\Delta\nu = [\omega_n + (\omega/2Q)\alpha - \omega]/2\pi$ от превышения накачки над порогом η .

ного лазера от интенсивности (амплитуды) лазерного излучения. Показано, что неизохронность частоты генерации возникает лишь при учете спонтанного излучения в самосогласованной полуклассической системе уравнений лазера.

Представляет интерес экспериментальное исследование зависимости частоты генерации от амплитуды лазерного излучения. По результатам таких измерений можно было бы определить фактор амплитудно-фазовой связи $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$. Отметим, что в случае постоянной накачки нелинейный сдвиг частоты генерации $\Delta\nu = [\omega_n + (\omega/2Q)\alpha - \omega]/2\pi$ оказывается постоянной величиной. В случае квазистатической периодической модуляции накачки этот сдвиг периодически зависит от времени, что может облегчить его измерение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00204 и 08-02-00217).

1. Стрелков С.П. *Введение в теорию колебаний* (М.: Наука, 1964).
2. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. *Основы теории колебаний* (М.: Наука, 1978).
3. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. *Нелинейные колебания* (М.: Физматлит, 2002).
4. Попков А.Ф., Чиненков М.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **88**, 624 (2008).
5. Tibercevic V., Slavin A.N., Joo-Von Kim. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 192506 (2007).
6. Joo-Von Kim, Tibercevic V., Slavin A.N. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 017207 (2008).
7. Joo-Von Kim, Mistral Q., Chappert C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 167201 (2008).
8. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).
9. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Федорова К.А. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006).
10. Van Druten N.J., Lien Y., Serrat C., van Exter M.P., Woerdman J.P. *Phys. Rev. A*, **62**, 3808 (2000).
11. Lien Y., de Vries S.M., van Druten N.J., van Exter M.P., Woerdman J.P. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2786 (2001).
12. Lien Y., de Vries S.M., van Exter M.P., Woerdman J.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1461 (2002).