

УДК 621.373

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОЧАСТОТНОГО ИАГ: Nd³⁺ ЛАЗЕРА С КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

П. А. Андреев, С. В. Кружалов, Л. Н. Пахомов, В. Ю. Петрунькин

На основе уравнений полуклассической теории проведено исследование одночастотного режима генерации ИАГ лазера с учетом влияния обратного рассеяния и малой разности добротностей кольцевого резонатора для встречных волн. Показано, что малая разность добротностей резонатора оказывает сильное влияние на устойчивость однонаправленной генерации, не изменяя практически отношения интенсивностей встречных волн. Найдены поправки к релаксационным частотам за счет связи встречных волн через обратное рассеяние.

Применение кольцевых резонаторов для получения излучения с большой спектральной плотностью энергии в лазерах на основе веществ с однородно-уширенной линией люминесценции связано как с легкостью практической реализации в этом случае режима одночастотной генерации, так и с полным использованием инверсной населенности в активной среде в режиме бегущей волны.

Известно [1], что при использовании в кольцевом резонаторе оптического вентиля, создающего малую разность добротностей для встречных волн, за счет конкуренции происходит подавление одной из волн и генерация становится однонаправленной. В реальном лазере всегда существует обратное рассеяние, что является причиной присутствия наряду с сильной волной слабой встречной волны. В работах [2-4] исследовано влияние обратного рассеяния на возможные режимы генерации в кольцевом лазере со спектрально-однородной активной средой; рассмотрение проведено в пренебрежении малой разностью добротностей резонатора для встречных волн. Однако на практике в реальных схемах без применения взаимных элементов режим одночастотной генерации достигается с большим трудом, существуя непродолжительное время [5]. В настоящей работе проведено подробное исследование одночастотного режима генерации ИАГ лазера с учетом малой разности добротностей кольцевого резонатора для встречных волн. Основное внимание уделено условиям, необходимым для обеспечения важного для практических применений стабильного режима одночастотной генерации. С этой целью проведено исследование на устойчивость стационарного режима однонаправленной генерации как по отношению к возбуждению интенсивной встречной волны, так и по отношению к возникновению генерации на другой продольной моде.

Динамика одномодовой генерации лазера с кольцевым резонатором описывается следующей системой уравнений [6]: для комплексных амплитуд встречных волн \tilde{E}_{\pm}

$$\dot{\tilde{E}}_{\pm} = -\frac{\omega}{2Q_{\pm}} \tilde{E}_{\pm} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{\pm} \tilde{E}_{\mp} + \frac{\sigma(1-i\delta)}{2T} \int_0^l N (\tilde{E}_{\pm} + \tilde{E}_{\mp} e^{\pm i2kz}) dz \quad (1)$$

и плотности инверсной населенности

$$\dot{N} = - (1/T_1) \{ N - W_{\text{пор}} T_1 (1 + \eta) + [Na/(1 + \delta^2)] [|\tilde{E}_+|^2 + |\tilde{E}_-|^2 + 2|\tilde{E}_+||\tilde{E}_-|\cos(\Phi - 2kz)] \}. \quad (2)$$

Здесь Q_{\pm} — добротности резонатора для встречных волн, $\tilde{m}_{\pm} = m_{\pm} \exp(\pm i\vartheta_{\pm})$ — комплексные коэффициенты линейной связи между встречными волнами, σ — сечение перехода, T — время обхода резонатора световой волной, $\delta = (\omega - \omega_{ab})/\gamma_{ab}$ — относительная расстройка частоты ω генерирующей моды от центра ω_{ab} линии люминесценции ($\omega_{ab} \simeq 2 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\gamma_{ab} \simeq 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ — полуширина линии излучения), l — длина активного кристалла, $k = \omega/v$, где v — скорость света в кристалле, T_1 — время релаксации инверсной населенности ($T_1 \simeq 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ c}$), $W_{\text{пор}}$ — пороговая скорость накачки, $\eta = (W - W_{\text{пор}})/W_{\text{пор}}$ — превышение скорости накачки над пороговой, $a = \sigma c T_1 / 8\pi \hbar \omega$ — параметр насыщения, $\Phi = \vartheta_+ - \vartheta_-$ — разность фаз встречных волн.

Поле E в резонаторе лазера связано с комплексными амплитудами $\tilde{E}_{\pm} = \tilde{E}_{\pm} \exp(i\varphi_{\pm})$ соотношением

$$E = (1/2) e \{ \tilde{E}_+ \exp [i(\omega t - kz)] + \tilde{E}_- \exp [i(\omega t + kz)] + \text{к.с.} \}. \quad (3)$$

Разделяя вещественную и мнимую части в уравнении (1) и полагая, что за счет использования в резонаторе невзаимного элемента генерация осуществляется в виде двух встречных волн с существенно неравными интенсивностями (для определенности будем считать, что подавляется волна E_+), получаем следующую систему уравнений стационарного состояния ($\dot{E}_{\pm \text{ст}} = 0$, $\dot{\Phi}_{\text{ст}} = 0$):

уравнение для слабой волны

$$\begin{aligned} & - \frac{\omega}{Q_+} E_{+ \text{ст}} + m_+ E_{- \text{ст}} \sin(\Phi_{\text{ст}} - \vartheta_+) + \frac{\sigma}{T} \int_0^l N_{\text{ст}} \times \\ & \times \{ E_{+ \text{ст}} + E_{- \text{ст}} \cos(\Phi_{\text{ст}} - 2kz) \} dz - \delta \frac{\sigma}{T} \int_0^l N_{\text{ст}} \times \\ & \times E_{- \text{ст}} \sin(\Phi_{\text{ст}} - 2kz) dz = 0; \end{aligned} \quad (4)$$

уравнение для сильной волны

$$\begin{aligned} & - \frac{\omega}{Q_-} E_{- \text{ст}} - m_- E_{+ \text{ст}} \sin(\Phi_{\text{ст}} - \vartheta_-) + \frac{\sigma}{T} \int_0^l N_{\text{ст}} \{ E_{- \text{ст}} + \\ & + E_{+ \text{ст}} \cos(\Phi_{\text{ст}} - 2kz) \} dz + \delta \frac{\sigma}{T} \int_0^l N_{\text{ст}} E_{+ \text{ст}} \sin(\Phi_{\text{ст}} - 2kz) dz = 0; \end{aligned} \quad (5)$$

для стационарной разности фаз встречных волн

$$\begin{aligned} & m_+ \frac{E_{- \text{ст}}}{E_{+ \text{ст}}} \cos(\Phi_{\text{ст}} - \vartheta_+) - m_- \frac{E_{+ \text{ст}}}{E_{- \text{ст}}} \cos(\Phi_{\text{ст}} - \vartheta_-) - \\ & - \frac{\sigma}{T} \int_0^l N_{\text{ст}} \left(\frac{E_{- \text{ст}}}{E_{+ \text{ст}}} + \frac{E_{+ \text{ст}}}{E_{- \text{ст}}} \right) \sin(\Phi_{\text{ст}} - 2kz) dz + \delta \frac{\sigma}{T} \int_0^l N_{\text{ст}} \times \end{aligned} \quad (6)$$

$$\times \left(\frac{E_{+ст}}{E_{-ст}} - \frac{E_{-ст}}{E_{+ст}} \right) \cos(\Phi_{ст} - 2kz) dz = 0.$$

Здесь $N_{ст}$ (см. (2)) имеет вид

$$N_{ст} = \frac{W_{пор} T_1 (1 + \eta)}{1 + a(1 + \delta^2)^{-1} [E_{+ст}^2 + E_{-ст}^2 + 2E_{+ст} E_{-ст} \cos(\Phi_{ст} - 2kz)]}. \quad (7)$$

Вводя в рассмотрение величину $\xi_{ст} = E_{+ст}/E_{-ст}$, характеризующую отношение интенсивностей встречных волн ($\xi_{ст}^2 \ll 1$), можно представить выражение (7) в виде ряда по степеням ξ . Подставив полученное разложение для $N_{ст}$ в уравнения (4)–(6), после интегрирования найдем приближенное решение для амплитуды превалирующей волны и разности фаз волн в виде ряда по степеням малой величины ξ .

Стационарная разность фаз встречных волн определяется выражением

$$\Phi_{ст} = \pi/2 + \vartheta_+ + \delta + \xi_{ст}^2 \sin(\vartheta_+ - \vartheta_-), \quad (8)$$

а квадрат амплитуды сильной волны записывается как

$$aE_{-ст}^2 = \eta - \frac{m(1 + \eta) \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-)}{\omega/Q} \xi_{ст} - \frac{2\eta}{1 + \eta} \xi_{ст}^2. \quad (9)$$

Формулы (8), (9) получены в предположении неизменности добротности резонатора с изменением мощности накачки, а также в предположении, что $m_+ \simeq m_- = m$ и $\delta^2 \ll 1$.

Считая, что относительная разность добротностей резонатора для встречных волн мала, т. е. $\Delta Q_{\pm}/Q \ll 1$, где $\Delta Q_{\pm} = Q_- - Q_+$ и $Q_- = Q$, из (4)–(7) для отношения амплитуд встречных волн находим следующее выражение:

$$\xi_{ст} = \frac{m(1 + \eta)}{\omega\eta/Q} - \frac{m(1 + \eta)^2}{\omega\eta^2/Q} \frac{\Delta Q_{\pm}}{Q} + \frac{2m^3(1 + \eta)^2 \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-)}{(\omega/Q)^3 \eta^3}. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что при условии $\Delta Q_{\pm}/Q \ll \eta$ величина относительной разности добротностей встречных волн мало влияет на отношение их амплитуд, которое определяется, в основном, величиной коэффициента связи встречных волн m через обратное рассеяние. Как следует из приводимых ниже результатов исследования устойчивости бегущей волны по отношению к возбуждению интенсивной встречной волны, малая величина создаваемой в кольцевом резонаторе относительной разности добротностей встречных волн оказывает сильное влияние на величину области устойчивости режима однонаправленной генерации, значительно расширяя ее границы в область больших величин модуля коэффициента рассеяния.

Исследование устойчивости по первому приближению было проведено стандартным методом. Стационарным значениям найденных величин давались произвольные, но малые приращения и определялись условия, при которых система обрабатывает эти приращения, возвращаясь в исходное состояние. Представляя число λ в виде $\lambda = -R + + i\omega_p$ и полагая справедливым соотношение

$$\omega_p^2 T_1^2 \gg (1 - RT_1 + \eta)^2, \quad (11)$$

упрощающее громоздкие математические выкладки, получаем аналитическое решение. Надо отметить, что наложение условия (11) означает, что мы ограничиваемся рассмотрением только колебательного

релаксационного процесса [7], перекрывая, как показано ниже, всю область реально используемых на практике значений η скорости превышения накачки над пороговой.

Хорошо известные [8] значения релаксационных частот

$$\omega_{p_1} = \sqrt{\omega\eta/QT_1} (1 + b_1 \xi_{ст}^2) \quad (12)$$

и

$$\omega_{p_2} = \sqrt{\omega\eta/2QT_1} (1 - b_2 \xi_{ст}^2) \quad (13)$$

найлены с поправками, определяемыми связью встречных волн через обратное рассеяние. На рис. 1 приведены графики поправочных коэффициентов b_1 и b_2 в зависимости от скорости превышения накачки над порогом и для разных соотношений фаз коэффициентов связи встречных волн. Из формулы (12) с учетом данных рис. 1 следует, что при значениях $\xi_{ст}^2$ порядка 10^{-2} относительное изменение значения релаксационной частоты только за счет изменения на π разности фаз коэффициентов связи встречных волн ($\vartheta_+ - \vartheta_-$) составляет величину порядка $10^{-2} \div 10^{-1}$. Этот момент важен с точки зрения создания стабилизированного ИАГ лазера с осуществлением автоподстройки частоты лазерного излучения на частоте релаксационных колебаний [9]. Для увеличения стабильности частоты релаксационных колебаний необходимо уменьшать $\xi_{ст}^2$, т. е. добиваться путем уменьшения величины связи m встречных волн через рассеяние большого отношения интенсивностей встречных волн.

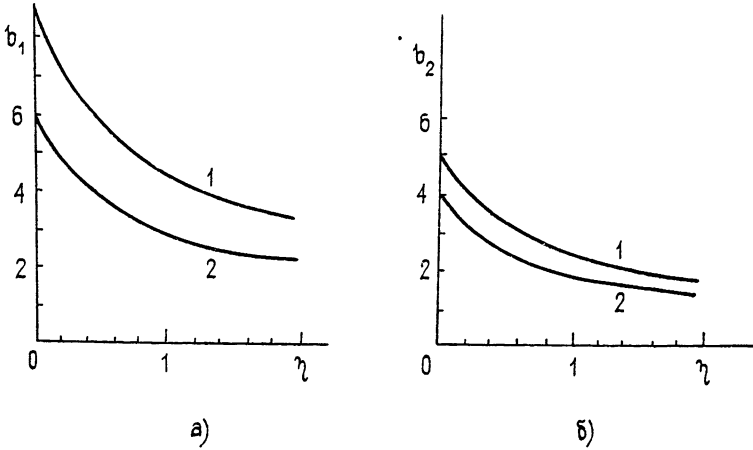


Рис. 1. 1 — $\vartheta_+ \simeq \vartheta_-$; 2 — $\vartheta_+ - \vartheta_- \simeq \pm \pi$.

Однонаправленная генерация будет устойчива ($\text{Re } \lambda < 0$) по отношению к возбуждению встречной волны, если одновременно выполняются два условия:

$$2q > \left[\frac{5 + 4\eta}{1 + \eta} + \frac{2 + 3\eta}{1 + \eta} \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-) \right] M_0 - \frac{5}{2} \frac{1 + \eta}{T_1}; \quad (14)$$

$$q [(1 + \eta)/T_1 - 2M_0 \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-)] > M_0 [1 - \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-)] \times \\ \times \{3(1 + \eta)/2T_1 + M_0(1 + \eta)^{-1} [2 \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-) + \\ + (2 - \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-) - \eta - \eta \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-))(1 + \eta)^{-1} \eta]\} + \\ + \{(1 + \eta)/2T_1 - M_0 [1 + \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-)]\} \{M_0 [1 + \cos(\vartheta_+ - \\ - (1 + \eta)/T_1]\}. \quad (15)$$

Здесь введены обозначения

$$q = (\omega/2Q) (\Delta Q_{\pm}/Q), \quad M_0 = m^2(1 + \eta)/2(\omega/Q)\eta.$$

На рис. 2 изображены (заштрихованы) области устойчивости одночастотной однонаправленной генерации для разных соотношений фаз коэффициентов связи волн (а) $\vartheta_+ \simeq \vartheta_-$ и (б) $\vartheta_+ - \vartheta_- \simeq \pm \pi$. Для близких к реальным значений $\omega/Q = 5 \cdot 10^7$, $\eta = 0,1$ получаем, что введение относительной разности добротностей резонатора для встречных волн порядка 10^{-4} расширяет границы допустимых значений величины связи волн примерно в четыре раза в случае $\vartheta_+ - \vartheta_- \simeq \pm \pi$ и примерно вдвое для $\vartheta_+ \simeq \vartheta_-$. Введение малой разности добротностей $\Delta Q_{\pm}/Q$ для встречных волн предотвращает выход в генерацию слабой волны, обеспечивая устойчивость превалирующей волны.

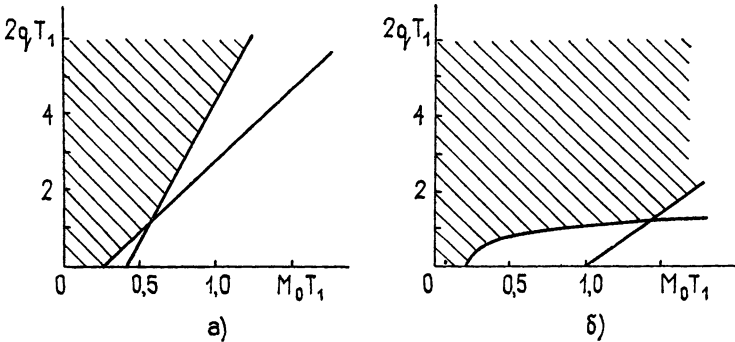


Рис. 2.

Условие (11) накладывает ограничение на величину мощности накачки. Полученные результаты имеют смысл, если скорость превышает накачки над порогом

$$[4(\omega/Q)T_1]^{-1} \ll \eta \ll 4(\omega/Q)T_1,$$

что соответствует $10^{-4} \ll \eta \ll 10^4$ для параметров ИАГ лазера, т. е. в реальных схемах лазеров условие (11) всегда выполнено.

Рассмотрим вопрос об устойчивости одночастотной однонаправленной генерации по отношению к возбуждению генерации на другой продольной моде. Считая, что инверсная населенность в активной среде определяется полем генерирующей (первой) моды ($N = N_{\text{ист}}$) из уравнения, аналогичного (1), для поля второй продольной моды найдем требование на селектирующее устройство, обеспечивающее подавление этой моды. Обозначим $\Delta Q_{1,2} = Q_1 - Q_2$ — разность добротностей резонатора для генерирующей и подавляемой продольных мод. Условие, при выполнении которого вторая продольная мода не возбуждается даже при самых неблагоприятных соотношениях фаз $\Phi_{\text{ист}}$, Φ_2 , ϑ_{+1} и ϑ_{-1} , ϑ_2 и $(k_1 - k_2)l$, имеет вид

$$\frac{\Delta Q_{1,2}}{Q} > \frac{m_1 + m_2}{\omega/Q} + \frac{2(1 + \eta)m_1^2}{\eta(\omega/Q)^2} - \delta_2^2 - \frac{\Delta Q_{\pm}}{2Q}. \quad (16)$$

Индексы 1, 2 относятся соответственно к генерирующей и подавляемой модам. Необходимая для одночастотной генерации разность добротностей резонатора для подавляемой и генерируемой мод определяется величиной m связи встречных волн через рассеяние.

Проведенные исследования показали, что малая разность добротностей резонатора для встречных волн, практически не изменяя отношения интенсивностей встречных волн одноименного лазера, оказывает сильное влияние на устойчивость однонаправленной одночастотной генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Clobes A. R, Brienza M. J.— Appl. Phys. Lett., 1972, 21, № 6, p. 265.
2. Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. И.— ДАН СССР, 1974, 215, № 2, с. 313.
3. Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. И.— Радиотехника и электроника, 1974, № 10, с. 2096.
4. Доценко А. В., Ларионцев Е. Г.— Квантовая электроника, 1977, 4, № 5, с. 1099.
5. Мак А. А., Устюгов В. И.— Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, № 4, с. 253.
6. Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г.— ЖЭТФ, 1973, 65, № 4, с. 1344.
7. Фомин К. Г., Гайнер А. В. В кн.: Динамика свободной генерации твердотельных лазеров.— Новосибирск: Наука, СО АН СССР, 1979, с. 51.
8. Переведенцева Г. В., Хандохин П. А., Ханин Я. И.— Квантовая электроника, 1980, 7, № 1, с. 128.
9. Андреев П. А., Кружалов С. В., Пахомов Л. Н., Петрунькин В. Ю.— ЖТФ, 1981, 51, № 1, с. 220.

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию
30 ноября 1981 г.

INVESTIGATION OF ONE-FREQUENCY YAG: Nd³⁺ LASER WITH A RING RESONATOR

P. A. Andreev, S. V. Kruzhalov, L. N. Pakhomov, V. Yu. Petrun'kin

Based on equations of semiclassical theory a study is carried out of one-frequency regime of YAG laser generation taking into account the back scattering and a small Q -factor difference of a ring resonator for opposite waves. It is shown that a small Q -factor difference of the resonator strongly effects the stability of one-directional generation the relation of opposite wave intensity being practically unchanged. Corrections have been found to relaxation frequencies due to the relation of opposite waves through back scattering.

ВЫШЕЛ В СВЕТ СБОРНИК

«ГИРОТРОН»

(Отв. редактор — акад. А. В. Гапонов-Грехов)

В сборнике представлено современное состояние теоретических и экспериментальных исследований гиротронов — новых мощных вакуумных электронных приборов коротковолновой части диапазона сверхвысоких частот.

Сборник предназначен для широкого круга специалистов (теоретиков и экспериментаторов), интересующихся вопросами генерирования и применения в физических и прикладных исследованиях мощного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн.

Объем сборника — 10 печ. л., цена — 1 р. 50 к.

Заказы просим направлять по адресу: 603600, г. Горький, ул. Ульянова, 46, Институт прикладной физики АН СССР, редакционно-издательская группа.