

# О ГРАНИЦЕ СИНХРОНИЗОВАННЫХ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ В КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Г. А. Строковский

Теоретически было показано [1-3] существование устойчивого четырехволнового синхронизованного режима генерации (ЧСРГ) в кольцевом лазере. Для определенных соотношений межмодовой частоты  $\omega_{mn}$  и релаксационных параметров активной среды  $\gamma_a, \gamma_b, \gamma_{ab}$  предсказано существование устойчивых режимов синхронизации бегущих волн с разностью разностей фаз  $\varphi^- = \pi$ , либо 0 в зависимости от величины и знака комбинационного параметра  $N_2/N$

$$\frac{N_2}{N} = \left[ \int_0^L N(Z) dZ \right]^{-1} \int_0^L N(z) \exp(-2Z\Delta K) dz,$$

где  $L$  — длина резонатора,  $N(Z)$  — превышение накачки над порогом,  $\Delta K = 2\pi L^{-1}$  — разность волновых векторов соседних бегущих волн.

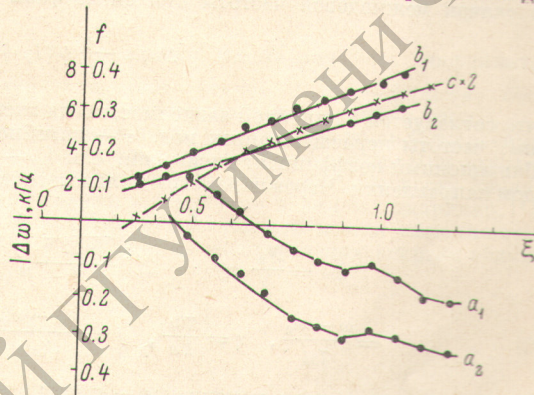
Экспериментальное исследование границ устойчивости ЧСРГ<sup>1</sup> проводилось на кольцевом лазере с треугольным равносторонним резонатором ( $\omega_{mn} = 220$  МГц) на длине волны 632.8 нм. Кювета с брюстеровскими окнами располагалась симметрично между плоскими зеркалами. Параметры активной среды  $N_2/N = 0.92$ ,  $P_{\Sigma} = 1.9$  тор давления He и Ne относились как 7 : 1; неон представлен естественной смесью изотопов. Превышение изменялось постоянным током, либо внесением дифракционных потерь. Расщепление встречных волн  $\Omega \leq 15$  кГц создавалось фарадеевским элементом, сканирование резонатора осуществлялось пьезокерамикой. Четырехволновая интерференция регистрировалась фотоумножителем после смесителя встречных волн, расположенного в симметричной (относительно трубки) точке, переменные составляющие фототока поступали на анализаторы спектра СЧ-9 и СЧ-12.

Было установлено, что область синхронизованных биений встречных волн двух аксиальных мод распространяется практически до захвата, а при  $\Omega_{\text{зах}}^2 \ll \Omega^2$  занимает широкую область четырехволнового режима на плоскости расстройка — накачка. Обозначим параметр расстройки

$$f = \frac{\omega_m + \omega_n - 2\omega_0}{\omega_{mn}},$$

где  $\omega_0$  — центр линии усиления,  $\omega_m$  и  $\omega_n$  — средние частоты расщепленных мод. При изменении  $f$  от +1 до -1 в области четырехволновой генерации сначала возникает режим синхронизованных биений с фазой  $\varphi_1 \approx 0$ , он устойчив в области  $10 \div 30$  МГц и сменяется режимом с фазой  $\varphi_2 \approx \pi$  плавно в узкой области  $\sim 5$  МГц, далее в области шириной  $50 \div 100$  МГц устойчив режим с фазой  $\varphi_2$ , который скачком переходит в режим с фазой  $\varphi_3 \approx 0$ , сохраняющийся до конца области четырехволновой генерации. В обратном направлении наблюдается гистерезис: режим с фазой  $\varphi_3$  устойчив в более широкой области, затем в узкой области синхронизованный режим неустойчив, затем фаза синхронизации меняется скачком и сохраняется устойчивый режим с фазой  $\varphi_2$ , сменяющийся режимом с фазой  $\varphi_1$  при  $0 < f < 1$ . Смена режима сопровождается небольшим изменением интенсивностей мод, изменением нелинейного затягивания мод и расщепления встречных волн.

На рисунке по оси абсцисс отложена суммарная интенсивность мод в одном направлении, приведенная к уровню на верхней границе четырехволнового режима. Кривые  $a$



Зависимость границ смены фазы режима ( $a$ ), скачка частоты межмодовых биений ( $b$ ) и нелинейного затягивания в симметричном положении мод ( $c$ ) от относительной суммарной интенсивности двух мод в одном направлении.

<sup>1</sup> Экспериментальное исследование синхронизованных двухмодовых режимов в кольцевых лазерах проводилось в работах [4, 5].

показывают границы между устойчивыми режимами с фазой  $\varphi_2^-$  и  $\varphi_3^-$ ,  $b$  показывают величину скачка межмодовой частоты  $\Delta\omega$ ,  $c$  — изменение нелинейного затягивания мод в симметричном положении в режиме с фазой  $\varphi_2^-$ . Индекс  $l$  соответствует удлинению резонатора,  $2$  — проходу в обратном направлении. Гистерезис режимов приведен для расщепления 13 кГц. Кривая  $a_1$  соответствует границе устойчивости режима с фазой  $\varphi_2^-$ , кривая  $a_2$  — границе устойчивости режима с фазой  $\varphi_3^-$ . Отметим, что величина гистерезиса слабо зависит от мощности генерации до границы интенсивного режима, а фаза режима в симметричном положении не является постоянной прибора и зависит как от превышения, так и от направления дрейфа расстройки. Скачок межмодовой частоты  $\Delta\omega$  линейно зависит от  $\xi$ , однако также обладает гистерезисом; линия  $b_2$  на рисунке зеркально отражена от оси абсцисс. Скачок частоты биений встречных волн при смене фазы синхронизации  $\varphi^-$  наблюдается в обоих направлениях по расстройке. При смене фазы  $\varphi_2^-$  на  $\varphi_3^-$  величина скачка  $\Delta\Omega \approx 10-100$  Гц, что согласуется с теорией [3], при обратной смене фазы скачок частоты аномально велик ( $\sim 1000$  Гц).

Сравнение экспериментальных результатов с теорией [2, 3] показывает, что оба предсказанных режима могут существовать в одном приборе и быть устойчивыми в ограниченных областях, перекрывая вместе всю область четырехволновой генерации, кроме узкой приграничной зоны, и изменение суммарной интенсивности мод при смене фазы мало. Однако на эксперименте фазы синхронизации поменялись местами в области устойчивости режимов расположены асимметрично относительно нулевой расстройки мод. Неожиданной является и возможность плавной перестройки режима.

Согласно теории, выражение для межмодовой частоты имеет вид

$$\omega_{mn} = (\nu_n - \nu_m) + 2\sigma + \frac{1}{2} \left( \rho + \tau + \lambda + \psi \frac{N_2}{N} \cos \varphi^- \right) (I_r + I_{r'}), \quad (1)$$

а скачок межмодовой частоты при смене фазы  $\varphi^-$

$$\Delta\omega = \frac{N_2}{N} \psi (I_r + I_{r'}), \quad (2)$$

что согласуется с линейной зависимостью на эксперименте. Здесь  $\nu_m$  и  $\nu_n$  — резонаторные частоты нерасщепленных мод,  $\sigma$  — линейная,  $\rho$ ,  $\tau$  и  $\lambda$  — нелинейные,  $\psi$  — комбинационный коэффициент дисперсии,  $I_r$  и  $I_{r'}$  — суммарные интенсивности мод в каждом направлении. Через параметры кольцевого лазера (2) может быть переписано в виде

$$\Delta\omega = \frac{N_2}{N} \varepsilon \gamma f (x + 2f) \frac{\left( \frac{N}{N_n} - 1 \right) - \frac{N}{N_n} \eta^2 \left( \delta^2 + \frac{1}{4} f^2 \right)}{f^4 + f^2 (x^2 - x + 8) + 10x^2},$$

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma_{ab}}, \quad \eta = \frac{\gamma_{ab}}{ku}, \quad f = \frac{\omega_n - \omega_m}{\gamma_{ab}}, \quad x = \frac{\gamma}{\gamma_{ab}}, \quad \gamma \approx \gamma_a \approx \gamma_b,$$

где  $N_{\text{пор}}$  — пороговая накачка,  $\varepsilon$  — потери в резонаторе,  $ku$  — полуширина линии усиления. Численный расчет произведен при следующих значениях:  $ku \approx 1000$  МГц,  $\gamma_{ab} = 170$  МГц,  $\gamma \approx 25$  МГц,  $\varepsilon \approx 0.015$ ,  $(N/N_n) - 1 \approx 0.05$ ; расчетное значение  $\Delta\omega = 3$  кГц показывает удовлетворительное согласие эксперимента с теорией, что, по-видимому, свидетельствует о применимости одноизотопной теории ЧСРГ при обычных ограничениях  $\gamma_{ab}$ ,  $\omega_{mn} \ll \Delta\omega_{13}$ ,  $ku$ .

Автор благодарен Э. Е. Фрадкину и В. А. Соколову за полезное обсуждение.

### Литература

- [1] С. Г. Зейгер. ЖТФ, 38, 68, 1968.
- [2] В. А. Веткин, А. М. Хромых. Опт. и спектр., 29, 765, 1970.
- [3] В. А. Соколов, Э. Е. Фрадкин. ЖТФ, 43, 2367, 1973.
- [4] И. Л. Берштейн, Ю. И. Зайцев. ЖЭТФ, 49, 953, 1965.
- [5] В. А. Зборовский, Е. Н. Куликов. Ж. прикл. спектр., 11, 730, 1969.

Поступило в Редакцию 14 марта 1975 г.