

- N 3, S. 319; **Stroke G. W., Halioua M. and Srinivasan V.** Holographic image-restoration using Fourier spectrum analysis of blurred photographs in computer-aided synthesis of Wiener filters.—“Phys. Lett.”, 1975, vol. 51A, N 7, p. 383.
6. **Brown B. R. and Lohmann A. W.** Complex spatial filtering with binary masks.—“Appl. Opt.”, 1966, vol. 5, N 6, p. 967; **Lohmann A. W. and Paris D. P.** Binary Fraunhofer holograms, generated by computer.—“Appl. Opt.”, 1967, vol. 6, N 10, p. 1739.
7. **Lohmann A. W. and Paris D. P.** Computer generated spatial filters for coherent optical data processing.—“Appl. Opt.”, 1968, vol. 7, N 4, p. 651; **Burge R. E. and Scott R. E.** Binary filters for high-resolution electron microscopy.—“Optik”, 1975, Bd 43, N 1, S. 53; **Friesem A. A. and Peri D.** Coherent optical image deblurring using computer generated holograms.—“Opt. Comm.”, 1976, vol. 19, N 3, p. 382.

Поступило в редакцию
12 июля 1977 г.

УДК 621.375.826

А. Н. БОНДАРЕНКО, Ю. М. КРИНИЦЫН

(Хабаровск)

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ He-Ne ЛАЗЕРА НА $\lambda=0,63$ мкм В РЕЖИМЕ КОНКУРЕНЦИИ ТИПОВ КОЛЕБАНИЙ

Конкуренция типов колебаний на $\lambda=0,63$ мкм изучалась экспериментально в работах [1, 2], а в [3] сообщались результаты предварительных исследований стабильности частоты двухчастотного He-Ne лазера на $\lambda=0,63$ мкм. Принцип стабилизации частоты заключается в разделении типов колебаний с последующим сравнением их интенсивностей и в поддержании постоянного соотношения между ними путем подстройки длины лазерного резонатора. В лазерах на $\lambda=3,39$ мкм разделение типов колебаний легко достигается применением анизотропных резонаторов [4], однако на $\lambda=0,63$ мкм в таких резонаторах не удается получить генерации из-за малого коэффициента усиления активной среды на этом переходе. Поэтому на $\lambda=0,63$ мкм для этих целей используется интерферометр Фабри — Перо (ИФП), устанавливаемый на выходе лазера [2, 3]. В этом случае для получения надежной стабилизации лазерной частоты необходимо стабилизировать и ИФП.

В описываемом в настоящей работе методе стабилизации частоты нет прямого сравнения интенсивностей типов колебаний; сигналы расстроек лазера и ИФП определяются из спектрального анализа электрических сигналов фотоприемника, установленного на выходе сканирующего ИФП. С этой целью резонансная частота $\nu_{\text{ИФП}}$ сканируется около частоты $\nu_0 = (\nu_1 + \nu_2)/2$ с амплитудой $(\nu_2 - \nu_1)/2$ (рис. 1):

$$\nu_{\text{ИФП}} = \nu_0 + [(\nu_2 - \nu_1) \sin \Omega t]/2, \quad (1)$$

где $(\nu_2 - \nu_1)/2 = C/(2L)$; C — скорость света; L — длина лазерного резонатора; ν_1, ν_2 — частоты типов колебаний. При этом на выходе ИФП наблюдаются пульсации интенсивности:

$$I = I_0 \left[\frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\pi l}{2L} (1 - \sin \Omega t)} + \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\pi l}{2L} (1 + \sin \Omega t)} \right], \quad (2)$$

где $F = 4R/(1-R)^2$; R — коэффициент отражения зеркал интерферометра; I_0 — интенсивность типов колебаний при их симметричной настройке относительно центра контура усиления лазера; l — расстояние между зеркалами ИФП. При расстройке лазерного резонатора изменяется соотношение интенсивностей типов колебаний вследствие конкуренции. Если это изменение линейно зависит от расстройки $\Delta \nu_{\text{л}}$ лазера (что подтверждалось экспериментально), то его можно учесть введением в формулу (2) вели-

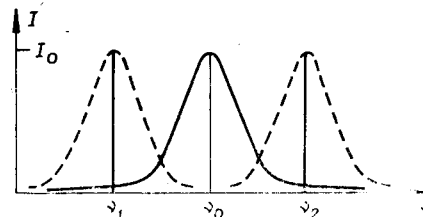


Рис. 1.

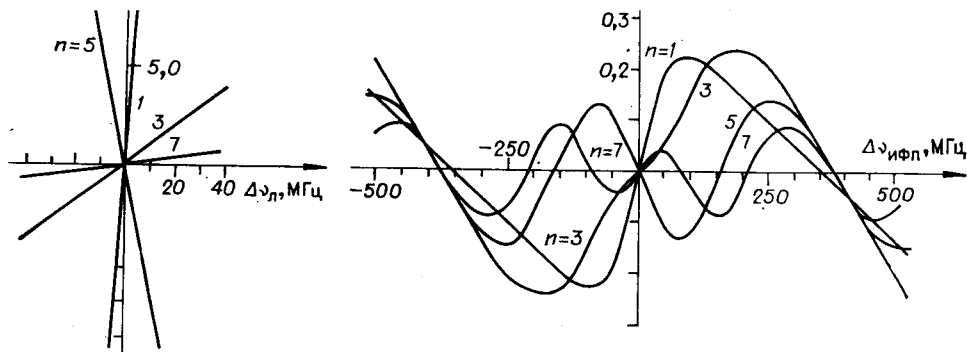


Рис. 2.

чины $\alpha\Delta\nu_{\text{л}}$, нормированной к единице (α определяется экспериментально). Расстройку $\Delta\nu_{\text{ИФП}} = (\nu_0 - \nu_{\text{ИФП}})$ интерферометра можно учесть введением в (2) фазы $f = \pi 2l\Delta\nu_{\text{ИФП}}/C$. С учетом расстроек формула (2) примет следующий вид:

$$I = I_0 \left\{ \frac{1 - \alpha\Delta\nu_{\text{л}}}{1 + F \sin^2 \left[\frac{\pi l}{2L} (1 - \sin \Omega t) - f \right]} + \frac{1 + \alpha\Delta\nu_{\text{л}}}{1 + F \sin^2 \left[\frac{\pi l}{2L} (1 + \sin \Omega t) + f \right]} \right\}. \quad (3)$$

Разложение выражения (3) в ряд Фурье дает гармоники с частотами $n\Omega$ (n — целое число), амплитуда и фаза которых зависит от расстроек $\Delta\nu_{\text{л}}$ и $\Delta\nu_{\text{ИФП}}$. Причем при $\Delta\nu_{\text{л}} = \Delta\nu_{\text{ИФП}} = 0$ в (3) содержатся только четные гармоники, а при $\Delta\nu_{\text{л}} \neq 0$ или $\Delta\nu_{\text{ИФП}} \neq 0$ появляются нечетные гармоники. На рис. 2 приведены расчетные значения амплитуд первых четырех нечетных гармоник разложения в ряд Фурье формулы (3) в зависимости от расстроек лазера (см. рис. 2, а) и ИФП (см. рис. 2, б) при следующих параметрах: $F=10^3$; $L=20$ см; $l=2$ см; $\alpha=1,3 \cdot 10^{-2}$ МГц. Как видно из рис. 2, фазы всех гармоник изменяются на π с изменением знака расстроек $\Delta\nu_{\text{л}}$ и $\Delta\nu_{\text{ИФП}}$; кроме того, амплитуды гармоник линейны в достаточно широких для стабилизации пределах ($50 > \Delta\nu_{\text{ИФП}} > -50$; $40 > \Delta\nu_{\text{л}} > -40$) МГц. Эти два условия в принципе позволяют разделить сигналы расстроек ИФП и лазера и осуществить стабилизацию лазера и подстройку резонансной частоты ИФП к частоте ν_0 . Изменение относительной амплитуды гармоники $n\Omega$ вблизи расстроек $\Delta\nu_{\text{л}}=0$ и $\Delta\nu_{\text{ИФП}}=0$ равно

$$\frac{\Delta I_{n\Omega}}{I_0} = \frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial \nu_{\text{л}}} \Delta \nu_{\text{л}} + \frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial \nu_{\text{ИФП}}} \Delta \nu_{\text{ИФП}}. \quad (4)$$

В таблице приведены значения величин $\frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial \nu_{\text{ИФП}}}$ и $\frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial \nu_{\text{л}}}$ для первых четырех нечетных гармоник. Как видно из таблицы, для гармоники 5Ω первым членом в выра-

n	1	3	5	7
$\frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial \nu_{\text{ИФП}}} \times 10^3, \text{ МГц}^{-1}$	4,92	0,652	-2,71	1,58
$\frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial \nu_{\text{л}}} \times 10^3, \text{ МГц}^{-1}$	5,20	-0,173	0,0475	0,241

жении (4) можно пренебречь по сравнению со вторым, поэтому

$$\Delta v_{\text{ИФП}} = \Delta I_{5\Omega} / K, \quad (5)$$

где $K = \frac{\partial I_{5\Omega}}{\partial v_{\text{ИФП}}}$ — величина, постоянная в достаточно широких для стабилизации пределах. Таким образом, подстройку частоты ИФП к частоте ν_0 можно осуществлять по амплитуде и фазе пятой гармоники. Изменение амплитуды гармоники $m\Omega$ вблизи расстройек $\Delta v_{\text{л}} = 0$ и $\Delta v_{\text{ИФП}} = 0$ равно

$$\frac{\Delta I_{m\Omega}}{I_0} = \frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{m\Omega}}{\partial v_{\text{л}}} \Delta v_{\text{л}} + \frac{1}{I_0} \frac{\partial I_{m\Omega}}{\partial v_{\text{ИФП}}} \Delta v_{\text{ИФП}}. \quad (6)$$

Из (4) и (6) можно получить

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_{n\Omega}}{I_0} + \beta \frac{\Delta I_{m\Omega}}{I_0} &= \frac{1}{I_0} \left(\frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial v_{\text{л}}} \Delta v_{\text{л}} + \beta \frac{\partial I_{m\Omega}}{\partial v_{\text{л}}} \Delta v_{\text{л}} \right) + \\ &+ \frac{1}{I_0} \left(\frac{\partial I_{n\Omega}}{\partial v_{\text{ИФП}}} \Delta v_{\text{ИФП}} + \beta \frac{\partial I_{m\Omega}}{\partial v_{\text{ИФП}}} \Delta v_{\text{ИФП}} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Для гармоник Ω и 5Ω вблизи $\Delta v_{\text{ИФП}} = 0$ при

$$\beta = -\frac{\partial I_{5\Omega}}{\partial v_{\text{ИФП}}} \frac{\partial I_{\Omega}}{\partial v_{\text{ИФП}}} \quad \text{и} \quad \beta \frac{\partial I_{\Omega}}{\partial v_{\text{л}}} \gg \frac{\partial I_{5\Omega}}{\partial v_{\text{л}}}$$

из (7) следует

$$\Delta v_{\text{л}} = \gamma (\Delta I_{5\Omega} + \beta \Delta I_{\Omega}), \quad (8)$$

где $1/\gamma = \beta \frac{\partial I_{\Omega}}{\partial v_{\text{л}}}$.

Таким образом, величина и знак расстройки лазера вычисляются по формуле (8).

Экспериментальная проверка приведенного выше анализа проводилась на установке, структурная схема которой представлена на рис. 3. В лазере возбуждались два продольных колебаний, система управления лазером служила для подстройки и стабилизации частоты. На первую пьезокерамику ИФП подавалось постоянное напряжение E_p для настройки частоты ИФП на частоту ν_0 . На вторую пьезокерамику ИФП от генератора ЗГ-35 подавалось синусоидальное напряжение с частотой $\Omega = 1,5$ кГц и амплитудой, соответствующей смещению частоты ИФП на величину $(\nu_2 - \nu_1)/2$. При этом на выходе фотоприемника ФП наблюдалась последовательность двух электриче-

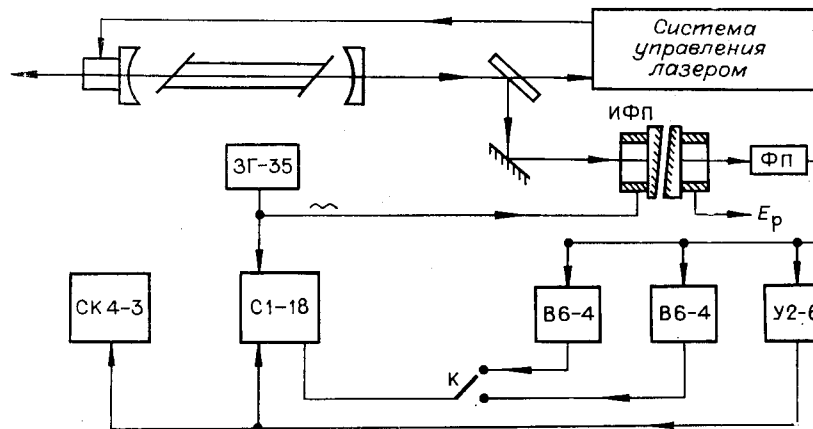


Рис. 3.

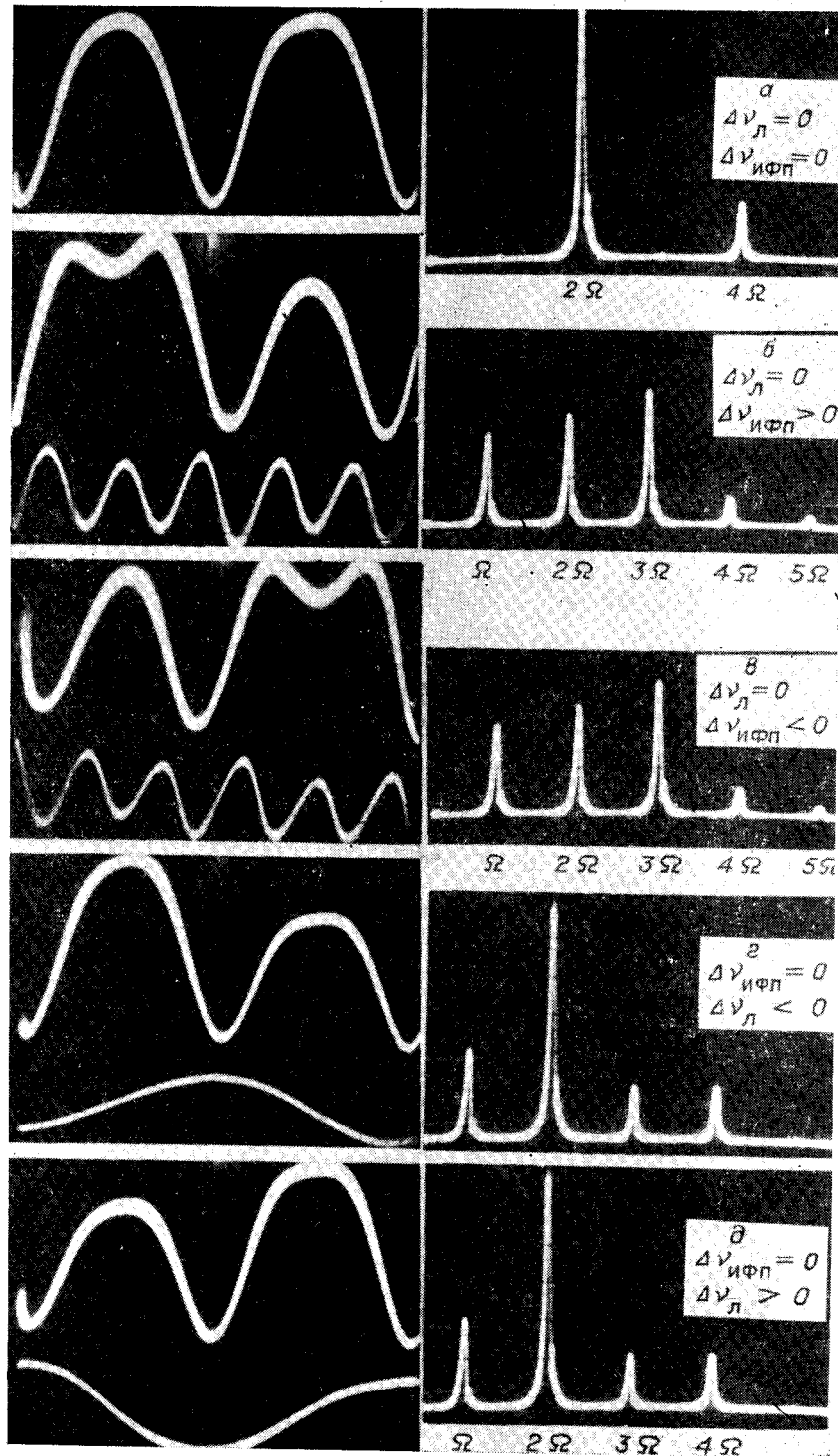


Рис. 4.

ских импульсов, описываемых формулой (3). Выход ФП подключен к двум селективным микрольтметрам типа В6-4, один из которых настроен на частоту Ω , а второй — на частоту 5Ω , и к усилителю У2-6, работающему в режиме широкой полосы. Выход У2-6

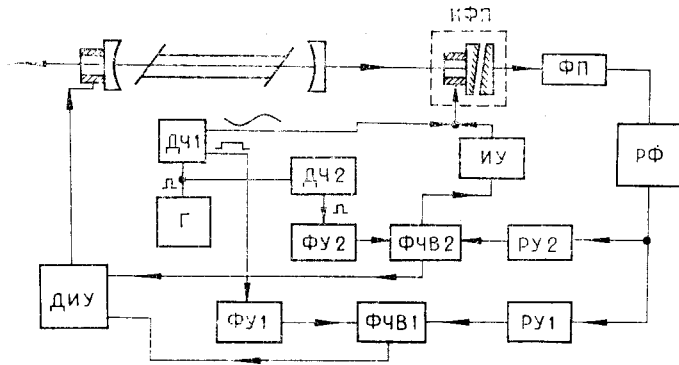


Рис. 5.

подключен к первому входу двухлучевого осциллографа С1-18 и к спектроанализатору СК4-3. Запуск развертки осциллографа осуществлялся генератором ЗГ-35. Вначале частоты ν_1 и ν_2 настраивались симметрично относительно центра контура усиления лазера ($\Delta\nu_{\text{Л}}=0$), а частота ИФП перестраивалась в пределах $\pm\Delta\nu_{\text{ИФП}}$. При этом производилась регистрация спектра и осциллограмм электрических импульсов ФП, а также осциллограмм гармоники 5 Ω этих импульсов. На рис. 4, а—в слева приведены осциллограммы импульсов ФП (верхний луч) и гармоники 5 Ω (нижний луч), а справа — спектрограммы импульсов ФП соответственно при $\Delta\nu_{\text{ИФП}}=0$; $\Delta\nu_{\text{ИФП}}>0$ и $\Delta\nu_{\text{ИФП}}<0$. При $\Delta\nu_{\text{ИФП}}=0$ сигналы ИФП симметричны и содержат только четные гармоники; при $\Delta\nu_{\text{ИФП}}>0$ появляется провал в первом импульсе ФП и возникают нечетные гармоники; при $\Delta\nu_{\text{ИФП}}<0$ появляется провал во втором импульсе ФП, а фаза гармоники 5 Ω изменяется на π . Таким образом, для подстройки частоты ИФП к частоте ν_0 достаточно регистрировать гармонику 5 Ω , амплитуда которой пропорциональна величине $\Delta\nu_{\text{ИФП}}$, а фаза определяет знак расстройки. Затем высота ИФП настраивалась на частоту ν_0 , а частота лазера смещалась в пределах $\pm\Delta\nu_{\text{Л}}$ от симметричного положения. При этом регистрировались спектр (справа) и осциллограммы сигналов ФП (верхний луч) и сигналов гармоники Ω (нижний луч). Из рис. 4, г, д видно, что изменение знака $\Delta\nu_{\text{Л}}$ сопровождается изменением фазы гармоники Ω на π , что и используется для определения знака расстройки лазера при стабилизации частоты.

На рис. 5 приведена структурная схема стабилизированного двухчастотного лазера. Генератор Г прямоугольных электрических импульсов, подключенный к делителям частоты ДЧ1 и ДЧ2, работает на частоте 10 Ω . С первого выхода ДЧ1 на пьезокерамику ИФП подается синусоидальный сигнал частоты Ω с амплитудой, соответствующей смещению частоты ИФП на величину $(\nu_2-\nu_1)/2$. На выходе фотоприемника ФП наблюдается последовательность двух электрических импульсов, описываемых формулой (3). Режекторный фильтр РФ служит для подавления нежелательных гармоник 2 Ω и 4 Ω . Резонансный усилитель РУ2, настроенный на частоту 5 Ω , подключен к первому входу фазочувствительного выпрямителя ФЧВ2. На второй вход этого выпрямителя через делитель частоты ДЧ2 и фазосдвигающее устройство ФУ2 поступают прямоугольные импульсы с частотой 5 Ω . На выходе ФЧВ2 вырабатывается сигнал, величина и знак которого определяются амплитудой и фазой гармоники 5 Ω . Этот сигнал через интегрирующий усилитель ИУ поступает на пьезокерамику ИФП для подстройки его частоты к частоте ν_0 . Резонансный усилитель РУ1 настроен на частоту Ω . Его выход подключен к первому входу фазочувствительного выпрямителя ФЧВ1, на второй вход которого через фазосдвигающее устройство ФУ1 подаются прямоугольные импульсы частоты Ω со второго выхода ДЧ1. На выходе ФЧВ1 вырабатывается сигнал, величина и знак которого определяются амплитудой и фазой гармоники Ω . Этот сигнал поступает на первый вход дифференциального интегрирующего усилителя ДИУ, на второй вход которого подается сигнал с выхода ФЧВ2. С выхода ДИУ управляющий электрический сигнал, пропорциональный расстройке $\Delta\nu_{\text{Л}}$, поступает на пьезокерамику лазера для подстройки его частоты.

Описанным методом стабилизировалась частота лазера типа ОКГ-13, в котором одно из зеркал прикреплялось к пьезокерамическому цилиндру, а коэффициенты отражения зеркал выбирались такими, чтобы при всех уровнях накачки возбуждалось не более двух аксиальных типов колебаний. Для определения нестабильности частоты была измерена зависимость изменения интенсивности колебаний от расстройки лазера, затем регистрировались флуктуации интенсивности типов колебаний при включенной системе стабилизации, которые пересчитывались в флуктуации частоты. Таким образом, было установлено, что за 8 часов непрерывной работы нестабильность частоты не превосходила величины 10^{-9} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Fork R. L., Pollack M. A. Mode competition and collision effect in gaseous optical masers.—“Phys. Rev.”, 1965, vol. 139A, p. 1408.
2. Гончуков С. А., Лейпунский И. О., Проценко Е. Д., Румянцев А. Ю. Конкуренция продольных мод в He-Ne лазере на длине волны 0,63 мкм.—«Опт. и спектр.», 1969, т. 27, вып. 5, с. 813—820.
3. Сапрыкин Э. Г., Юдин Р. Н. Стабилизация частоты двухмодового лазера.—«ЖПС», 1970, т. 13, вып. 6, с. 1072—1073.
4. Губин М. А., Попов А. И., Проценко Е. Д. Исследование конкуренции двух аксиальных мод в ОКГ с однородно уширенной линией.— В кн.: Квантовая электроника. М., «Сов. радио», 1971, № 4, с. 34—40.

Поступило в редакцию 12 июля 1977 г.