

нию с формулами для объемного поглощения. Это облегчает решение задач расчета и оптимизации многослойных систем различного назначения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Temple P. A. Measurement of thin-film optical absorption at the air-film interface within the film and the film-substrate interface // Appl. Phys. Lett.—1979.—34.— P. 677.
2. Coriand F., Walther H.-G., Welsch E. e. a. Measurement of the thickness dependence of absorption in HfO_2 and ZnS single-layer films // Thin Solid Films.—1985.—130.— P. 29.
3. Hensler D. H., Cuthbert J. D., Martin R. J., Tien P. K. Optical propagation in sheet and pattern generated films of Ta_2O_5 // Appl. Opt.—1971.—10.— P. 1037.
4. Griffin J. W., Stahl K. A., Matson B. S., Pawlewicz W. T. Relative importance of surface and volume scattering in all-dielectric mirrors // Appl. Opt.—1986.—25.— P. 1532.
10. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах.—Новосибирск: Наука, 1975.
11. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах.—М.: Наука, 1973.
12. Salzberg B. Propagation of electromagnetic waves through a stratified medium // JOSA.—1950.—40.— P. 465.
13. Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнов Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред.—Л.: Химия, 1984.

Поступила в редакцию 3 июня 1988 г.

УДК 621.378.335.8

С. А. ГОНЧУКОВ, Е. Д. ПРОЦЕНКО, П. А. УСОВ

(Москва)

СТАБИЛИЗИРОВАННЫЙ ДВУХМОДОВЫЙ ЛАЗЕР С УПРАВЛЯЕМОЙ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ФАЗОВОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

1. Двухмодовые лазеры видимого диапазона спектра находят широкое применение в различных лазерных измерительных системах как источники промодулированного когерентного излучения [1—3] или датчики, например, характеристик движения [4] и спектроскопических параметров [5]. Особое место среди них занимают лазеры в режиме генерации двух мод с различными поляризациями и заданным частотным расщеплением $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$ между ними (ω_1 и ω_2 — оптические частоты мод). Использование He—Ne-лазеров на длине волны 0,63 мкм в таком режиме генерации вместо одномодовых в измерительных интерферометрах позволило примерно на порядок повысить точностные характеристики интерферометров за счет переноса спектра информативного сигнала на частоту межмодовых биений [2]. На практике в измерительных интерферометрах относительные стабильность и воспроизводимость частоты (длины волны) лазерного излучения должны быть не хуже 10^7 . Необходимая стабилизация обычно осуществляется методом сравнения

интенсивностей мод друг с другом, что обеспечивает их симметричную настройку относительно центра линии атомного перехода.

В первом промышленном измерительном интерферометре в качестве источника излучения использовался стабилизированный зеemannовский лазер, относительные стабильность и воспроизводимость частоты излучения которого составляли 10^9 и 10^7 соответственно [6]. Частота биений в зеemannовском лазере не превышает 2 МГц, что ограничивает диапазон рабочих скоростей (допустимая скорость перемещений $\leq 0,3$ м/с). Для интерференционных измерений используются также лазеры с внутренними зеркалами [2, 6], генерирующие две моды, с близкими взаимно-500—700 МГц. Лучшие значения стабильности и воспроизводимости, полученные на таких лазерах, составляют 10^{10} и 10^8 соответственно [8, 9]. Однако указанная частота расщепления более чем на порядок превышает необходимую на практике. С другой стороны, перенос информативного сигнала на столь высокую частоту существенно осложняет его обработку. Вместе с тем необходимость применения фотоприемников с высоким быстродействием может привести к заметному росту фазовых возмущений регистрируемого сигнала, в частности, из-за пространственных смещений фотоприемника относительно лазерного луча [10]. Следует также отметить, что поскольку фазовая анизотропия зеркал определяется технологией их изготовления, то величина частотного расщепления является неконтролируемой при изготовлении лазера и не может быть заранее точно установлена.

Значительный интерес для использования в измерительных интерферометрах представляют двухмодовые лазеры с управляемой величиной внутрирезонаторной фазовой анизотропии [7]. Возможность выбора определенного значения частоты биений или изменение ее по заданному закону в широком диапазоне при разнообразии методов управления частотой делает такие лазеры весьма перспективными для использования в различных измерительных системах. В данной работе приводятся результаты по стабилизации оптической частоты излучения двухмодового He—Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм, в котором фазовая анизотропия создавалась с помощью фотоупругого эффекта.

2. Исследования выполнялись на ${}^3\text{He}$ — ${}^{20}\text{Ne}$ -лазере с внешним резонатором, образованном сферическими зеркалами на расстоянии $L = 25$ см. Длина и диаметр капилляра отпаянной разрядной трубки составляли 13 см и 1,3 мм соответственно. Оптические окна из стекла марки ЛК-4, герметизирующие разрядную трубку с помощью силосоцементов, имели двусторонние просветляющие покрытия и ориентировались вблизи нормального положения относительно оси лазера.

Фазовая анизотропия создавалась в окне из плавленного кварца, дополнительно внесенном в резонатор, с помощью фотоупругого эффекта. Для этого на нем была укреплена специальная стальная рамка с устройством механического сжатия окна, аналогичная использованной в [11]. Для обеспечения устойчивой двухмодовой генерации при $\omega_{12} \leq 25$ МГц сильная связь между модами ослаблялась за счет наложения на активную среду поперечного магнитного поля с напряженностью около 100 Э [7]. Изменяя механическое сжатие окна, можно было регулировать частоту межмодовых биений в диапазоне 0,5—300 МГц. Нижняя граница указанного диапазона определялась паразитной фазовой анизотропией окон и зеркал, а верхняя — выбиралась из соображений механической прочности окна и практической целесообразности.

Оптические частоты мод стабилизировались методом сравнения их интенсивностей. С этой целью выходное излучение лазера поступало на

Рис. 1. Поведение интенсивностей мод E_1^2 и E_2^2 (а), частот биений ω_{01} (б) и ω_{12} (в) в зависимости от времени t при $\omega_{12} = 12$ МГц:

E_1^2 — сплошная, а E_2^2 — штриховая линии

призму Волластона, что позволяло пространственно разделять генерируемые моды и регистрировать их интенсивности на фотоприемнике Д-20-30К, имеющем две чувствительные площадки. Сигналы с фотоприемника поступали на вход электронной системы сравнения интенсивностей (ССИ), работающей по принципу дифференциального усиления входных сигналов. Коэффициент передачи ССИ составлял 10^4 в полосе частот от 0 до 100 Гц. Выходное напряжение ССИ ($\leq |\pm 250|$ В) подавалось на пьезокерамику, к которой было приклеено одно из зеркал лазера.

Экспериментальная установка позволяла регистрировать интенсивности каждой из генерируемых мод $E_{1,2}^2$, частоту биений ω_{12} между модами и частоту биений ω_{01} между одной из мод исследуемого лазера и модой опорного лазера (ω_0 — оптическая частота излучения опорного лазера). В качестве опорного использовался промышленный стабилизированный по частоте лазер типа ЛГ-149-1.

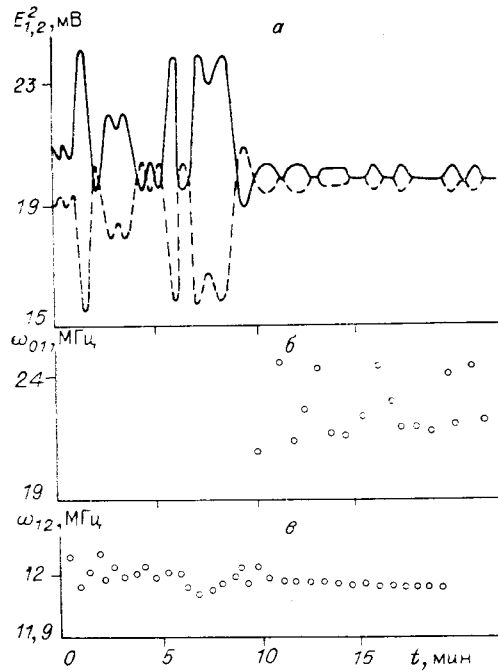
На рис. 1 приведены типичные зависимости от времени t интенсивностей $E_{1,2}^2$ и частот биений ω_{01} и ω_{12} , снятые через 25 мин после включения лазера (здесь и далее интенсивности выражены в милливольтах в соответствии с показаниями фотоприемника). Как видно, интенсивности мод меняются в этот период зеркально относительно среднего значения, а изменение частот биений составляет для ω_{01} более 100 МГц (поэтому на рисунке оно не показано) и для $\omega_{12} \sim 50$ кГц.

Включение ССИ ($t > 10$ мин) обеспечивает поддержание равенства интенсивностей с относительной погрешностью 2%. Как показали исследования, главным фактором, ограничивающим стабильность интенсивностей, является паразитная перекрестная засветка площадок фотодиода световыми сигналами мод, вызванная рассеянием излучения на его поверхности. Абсолютная нестабильность частот биений не превышает 3 МГц для ω_{01} и 200 Гц для ω_{12} . В поведении $\omega_{12}(t)$, кроме того, наблюдается медленный направленный дрейф, обусловленный изменением фазовой анизотропии резонатора вследствие температурного прогрева окна и рамки [11].

Приведем значения стабильности $S_{\omega_1} = \omega_{\lambda} / \sigma(\omega_{01})$ (ω_{λ} — центральная частота атомного перехода, $\sigma(\omega_{01})$ — среднее квадратичное отклонение частоты исследуемого лазера от ее среднего значения) частоты ω_1 для различных времен усреднения τ при времени измерения $T = 30$ мин:

τ, c	1	5	50	100
$S_{\omega_1} \times 10^8$	2	2,8	3,3	3,3

Поскольку абсолютная стабильность ω_{12} существенно выше, чем ω_{01} , то $S_{\omega_2} \approx S_{\omega_1}$.



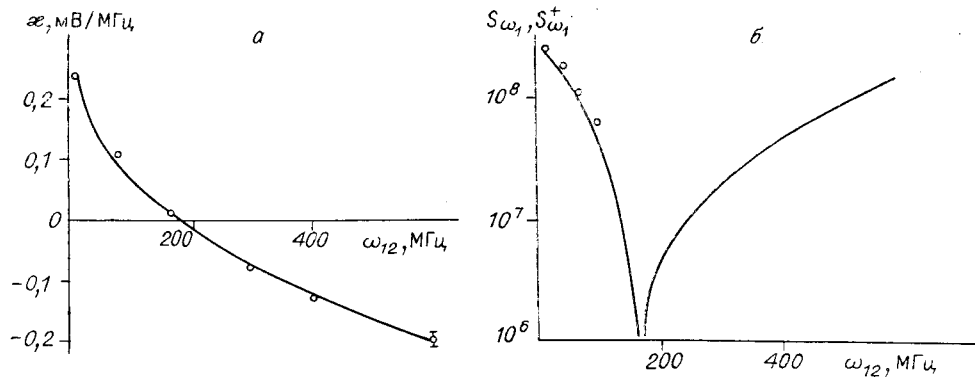


Рис. 2. Поведение крутизны κ (а) и относительных стабильностей $S_{\omega_1}^+$ и S_{ω_1} (б) в зависимости от частоты межмодовых биений ω_{12} . Значения $S_{\omega_1}^+$ (сплошная линия) рассчитаны для $\Delta E_1^2 = 0,4$ мВ, а величины S_{ω_1} (кружки) измерены при $\tau = 5$ с и $T = 30$ мин

Сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами [12] показывает, что стабильность частоты исследуемого лазера, по крайней мере, не хуже стабильности опорного.

Все приведенные результаты получены для $\omega_{12} = 12$ МГц. Рассмотрим теперь влияние величины межмодового расщепления на стабильность частоты. При работающей ССИ равенство интенсивностей поддерживается с постоянной абсолютной погрешностью ΔE^2 , которая определяется только ССИ и не зависит от ω_{12} . Сдвиг частоты лазера $\Delta\omega_i$ связан с ΔE_i^2 как $\Delta\omega_i = \kappa_i^{-1} \Delta E_i^2$, где $i = 1, 2$; $\kappa_i = \partial E_i^2 / \partial x|_{x=0}$ ($x = \omega_1 - \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$).

Экспериментальная зависимость κ_1 от ω_{12} представлена на рис. 2, а. Как видно из рисунка, крутизна может быть положительной или отрицательной и уменьшается по абсолютной величине при приближении ω_{12} к 180 МГц. Изменение знака κ_1 обусловлено характером поведения интенсивностей мод в области $x \approx 0$ в случае неоднородного уширения рабочего перехода лазера. Как показано в [7], при $\omega_{12} > \gamma$ (γ — однородная ширина линии) главный вклад в поведения $E_i^2(x)$ дают изменения собственного и перекрестного насыщения, а при $\omega_{12} < \gamma$ — изменения ненасыщенного коэффициента усиления. В результате интенсивность моды (например, E_1^2) с увеличением x возрастает при $\omega_{12} < \gamma$ и спадает при $\omega_{12} > \gamma$. Полученная зависимость κ_1 от ω_{12} позволяет определить характер изменения стабильности оптической частоты при изменении величины межмодового расщепления. Это иллюстрируется рис. 2, б, где приведена зависимость величины $S_{\omega_1}^+ = \omega_{\text{л}} / \Delta\omega_1(\omega_{12})$ от ω_{12} . На том же рисунке даны результаты экспериментальных измерений стабильности при различных межмодовых расщеплениях. Как видно, в представляющем интерес частотном диапазоне (до 100 МГц) обеспечивается требуемая в большинстве практических задач стабильность $\sim 10^8$.

Измерение долговременных частотных сдвигов было проведено за 6 ч непрерывной работы лазера. За это время частота биений ω_{12} изменялась на величину не более 500 кГц, а частота ω_{01} — на 2,5 МГц. В соответствии с результатами [12] сдвиги ω_{01} связаны главным образом с нестабильностью частоты опорного лазера.

Воспроизводимость частоты от включения к включению измерялась в течение месяца и составила $\sim 5 \cdot 10^7$.

Как показали исследования, основной вклад в долговременную нестабильность частоты исследуемого лазера вносит изменение величины фазовой анизотропии резонатора. Влияние этого фактора в лазере с управляемой фазовой анизотропией может быть сведено к минимуму за счет стабилизации частоты биений ω_{12} путем ее сравнения с частотой

опорного радиогенератора. Исполняющим элементом при такой стабилизации является привод, регулирующий величину искусственной фазовой анизотропии, создаваемой тем или иным эффектом. Поскольку этот исполняющий элемент отличается от используемого в ССИ, обе системы стабилизации могут работать независимо. Впервые исследование лазера с управляемой фазовой анизотропией при использовании обеих систем стабилизации было проведено в [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Крылов К. М., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении.—Л.: Машиностроение, 1978.
2. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия.—Новосибирск: Наука, 1983.
3. Гончуков С. А., Емец Е. П., Касумова Р. Д., Проценко Е. Д. Измеритель частотных характеристик фотоприемников видимого диапазона // ПТЭ.—1980.—№ 5.
4. Батраков А. С., Бутусов М. М., Гречка Г. П. Лазерные измерительные системы/Под ред. Д. П. Лукьянова.—М.: Радио и связь, 1981.
5. Басов Н. Г., Губин М. А., Никитин В. В., Проценко Е. Д. Двухмодовые газовые лазеры и их применение в спектроскопии и оптических стандартах частоты (обзор) // Квантовая электрон.—1984.—11, № 6.
6. Коронкевич В. П., Хапов В. А. Современные лазерные интерферометры.—Новосибирск: Наука, 1985.
7. Гончуков С. А., Ермаченко В. М., Измаилов А. И. и др. Газовый лазер с фазовой анизотропией в постоянном магнитном поле // Квантовая электрон.—1981.—8, № 2.
8. Siddor P. E., Duffy R. M. Two-mode frequency-stabilized He — Ne (633 nm) lasers: studies of short- and long-term stability // J. Phys. E: Sci. Instrum.—1983.—6, N 2.—P. 223.
9. Stahlberg B. Improved frequency stability of two-mode He — Ne lasers in varying temperature environment // Phys. scr.—1986.—33, N 3.—P. 229.
10. Васильев В. А., Гончуков С. А. Исследование фазовых характеристик фотоприемников с помощью двухмодового газового лазера // Газовые лазеры/Под ред. Е. Д. Проценко.—М.: Энергоатомиздат, 1983.
11. Киреев С. В., Усов П. А. Стабилизация интенсивностей и частоты бипенный двухмодового газового лазера // Газовые лазеры/Под ред. Е. Д. Проценко.—М.: Энергоатомиздат, 1983.
12. Борисовский С. П., Козлов А. В., Крылов С. П. и др. Установка для исследования одночастотных стабилизированных лазеров // Автометрия.—1983.—№ 6.

Поступила в редакцию 9 октября 1987 г.