

и могут быть сведены до минимума. Изотропная лазерная трубка может быть вставлена в любой стандартный резонатор и укреплена так же, как и обычная трубка с брьюстеровскими окнами. Лазер легко юстируется и не требует подъюстировки в процессе работы. Не уступая по основным характеристикам лазерам с брьюстеровскими окнами и с внутренними зеркалами и сочетая их достоинства, лазер с тонкими герметизирующими окнами может найти практическое применение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Д. Коломников, Ю. В. Троицкий, В. П. Чеботаев. Плоскопараллельная стеклянная пластинка в резонаторе ОКГ.— Раднотехника и радиоэлектроника, 1965, т. X, № 2.
2. Е. Ю. Андреева, Д. К. Терехин, С. А. Фридрихов. Поляризация излучения одночастотного гелий-неонового лазера.— Оптика и спектроскопия, 1969, т. XXVII, вып. 5.
3. Walter M. Doyle, Matthew B. White. Properties of Anisotropic Fabry-Perrot Resonator.— Journal of the Optical Society of America, 1965, v. 55, № 10.

Поступила в редакцию 5 сентября 1973 г.

УДК 621.375.826

С. Н. АТУТОВ, В. П. КОРОНКЕВИЧ,
А. И. ЛОХМАТОВ, В. В. СЛАБКО, В. А. ХАНОВ
(Новосибирск)

СТАБИЛИЗАЦИЯ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА С ВНУТРЕННИМИ ЗЕРКАЛАМИ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для решения практических задач интерферометрии, голографии движущихся объектов и доплеровских измерительных систем применяют лазеры, стабилизация частоты которых осуществляется по эффекту Зеемана. Суть метода стабилизации заключается в следующем [1].

Усиливающую среду газового лазера помещают в продольное магнитное поле, тогда линия усиления расщепляется симметрично на две зеемановские компоненты δ^+ и δ^- . Выходное излучение лазера, не имеющего поляризационной анизотропии, также распадается на две компоненты левой и правой круговой поляризации, каждая из которых имеет свою линию усиления. При настройке частоты генерации на центр нерасщепленной линии усиления амплитуды этих компонент равны, при смещении от центра (вследствие, например, теплового расширения резонатора) равенство нарушается, и это можно использовать для получения сигнала ошибки, корректирующей длину резонатора.

Для сравнения амплитуд используют поляризационные переключатели, содержащие в себе обычно какой-либо электрооптический кристалл (например, КДР). Иногда применяют вращающиеся призмы Рошона или другие двулучепреломляющие призмы. Необходимо отметить, что все эти устройства зачастую очень неудобны в работе, дороги, капризны в обращении, требуют сравнительно высоких управляющих напряжений и пр. Применение же вращающихся призм нежелательно из-за низкого быстродействия и наличия вибраций.

В [2] и [3] предложено осуществлять переключение зеемановских компонент изменением направления продольного магнитного поля, приложенного к разрядной трубке.

Идея метода весьма проста. Излучение лазера, помещенного в продольное магнитное поле, проходит через оптический фильтр, состоящий

из пластинки $\lambda/4$ и поляризатора. Взаимная ориентация пластинки $\lambda/4$ и поляризатора такова, что на фотоприемник пропускается только одна компонента выходного излучения лазера. Легко заметить, что при изменении направления магнитного поля на противоположное эта компонента приобретает амплитуду второй. Это эквивалентно тому, что первая компонента задержана фильтром, а вторая — проходит.

Изложенное выше можно рассмотреть с другой стороны. В первых работах по стабилизированным лазерам для стабилизации частоты в качестве репера использовался максимум доплеровски уширенной линии. Периодическая девиация частоты, необходимая для нахождения центра линии, в силу большой ширины доплеровской кривой была также велика. В [2, 3] осуществляется сканирование не частоты резонатора, а линии усиления относительно центра резонансной кривой оптического резонатора. Понятно, что для реализации максимальной чувствительности оптического дискриминатора амплитуду смещения контура усиления относительно линии генерации можно сделать достаточно большой.

К достоинству данного метода следует отнести крайнюю простоту конструкции стабилизированного лазера, высокую чувствительность оптического дискриминатора, что обуславливает высокую максимально достижимую стабильность оптической частоты.

Оценим максимально достижимую стабильность частоты генерации, которая обеспечивается данным методом. Будем считать, что зависимость выходной мощности от частоты генерации описывается функцией вида

$$P(\nu) = P_0 \frac{e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2} - G^{-1}}{\Gamma^2 + \Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2}, \quad (1)$$

где P_0 — некоторая константа; $\Delta\nu_D$ — доплеровский параметр уширения; G — превышение над порогом $\Gamma = \frac{1}{2}(\gamma_a + \gamma_b)$, где γ_a, γ_b — ширины верхнего и нижнего уровней рабочего перехода.

Предположим, что производится периодическое смещение частоты генерации относительно центра доплеровски уширенной линии усиления

$$\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right) = x + a \sin \Omega t, \quad (2)$$

где x — постоянная расстройка относительно центра линии усиления; a — амплитуда смещения. Подставляя (2) в выражение для мощности генерации (1) и считая $x \ll 1$ и $\Gamma \ll \Delta\nu_D$, получим выражение для амплитуды первой гармоники переменной составляющей в выходной мощности генерации

$$b = -\frac{4xP_0\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} \sin^2 \Omega t e^{-a^2 \sin^2 \Omega t} dt + \frac{4xP_0\Omega\Gamma^2}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} (e^{-a^2 \sin^2 \Omega t} - G^{-1}) \frac{a\Delta\nu_D^2 \sin^2 \Omega t dt}{[2\Gamma^2 + a^2\Delta\nu_D^2 \sin^2 \Omega t]^2} = -2P_0 x e^{-a^2} a \Phi\left(\frac{1}{2}, 2, a^2\right) + (1 - G^{-1}) P_0 x a \frac{\Delta\nu_D^2}{2\Gamma^2} \left(1 + \frac{a^2\Delta\nu_D^2}{2\Gamma^2}\right)^{-\frac{3}{2}} + A, \quad (3)$$

где $\Phi(a, c, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [4]; A — некоторая константа, не зависящая от x . В области $a \approx 1$ с достаточной точностью можно положить:

$$\Phi\left(\frac{1}{2}, 2, a^2\right) \cong \left(1 + \frac{1}{4} a^2\right);$$

Производная $K=db/d\nu$ будет характеризовать чувствительность данного оптического дискриминатора. Дифференцируя (3) по ν , найдем

$$K = K(a) = -\frac{2P_0}{\Delta\nu_d} e^{-a^2} a \left(1 + \frac{1}{4}a\right) + (1 - G^{-1}) P_0 a \frac{\Delta\nu_d}{2\Gamma^2} \left(1 + \frac{a^2 \Delta\nu_d^2}{2\Gamma^2}\right).$$

Можно показать, что при значениях амплитуды сканирования

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + 0,1) = 0,78 \text{ и } a_2 = \frac{\Gamma}{\Delta\nu_d}$$

K имеет соответственно два экстремума:

$$K_1|_{\max} \cong -\frac{P_0}{\Delta\nu_d}; \quad K_2|_{\max} \cong + (1 - G^{-1}) \frac{P_0}{2} / 2\Gamma.$$

Если считать, что плазменные шумы в активной среде в основном определяют зону нечувствительности, то максимально достижимую стабильность частоты генерации S можно определить из следующего выражения $S = \Delta\nu/\nu = \Delta\nu_d \Delta P/P_0$, где $\Delta\nu$ — уход частоты от средней, а $\Delta P/P_0$ — отношение шума к сигналу в некоторой полосе. Для $\Delta P/P_0 \approx 10^{-4}$ в полосе 100 кГц и $10^{-6} \Delta\nu_d/\nu S$ составит значение порядка 10^{-10} . При оптимальной амплитуде сканирования $\nu - \nu_0 = a\Delta\nu_d = 0,78 \cdot 1000 \text{ МГц} = 780 \text{ МГц}$. Имеем $H_{\text{отт}} = 300 \text{ Ое}$.

Ниже будет описана конструкция отпаянного малогабаритного лазера с внутренними зеркалами, приведена блок-схема лабораторной установки по стабилизации частоты и изложены результаты по излучению стабильности частоты. Следует отметить, что авторы не ставили своей задачей всестороннее изучение физико-технических характеристик стабилизированного лазера, а ограничились лишь измерением стабильности с временем усреднения 1 с, а также изучением некоторых свойств оптического дискриминатора.

Описание лазера и блок-схемы установки. Общий вид стабилизированного лазера дан на рис. 1. Разрядная трубка (1), имеющая длину разрядного промежутка 60 мм и диаметр внутреннего канала 1,0 мм, составлена из двух трубок, на концах которых имеются утолщения с хорошо отполированными поверхностями. К этим утолщениям посредством оптического контакта крепятся два зеркала ($R_1 = 500 \text{ м}$, $R_2 = \infty$, пропускание $\tau_1 = \tau_2 = 0,5\%$), образующие оптический резонатор. Соединение трубок выполнено в виде двух коваровых втулок и припаянного к ним сифона. Это гибкое соединение служит для снятия давления, оказываемого разрядной трубкой в результате теплового расширения на жесткую конструкцию резонатора, а также для осуществления юстировки зеркал. Для создания магнитного поля на всю длину разрядного промежутка помещен соленоид, содержащий около 600 витков. В собранном виде разрядная трубка с помощью эпоксидной смолы крепится к основанию, образованному из втулок и стержней, изготовленных из инвара. Катодом служит полый дюралевый цилиндр (длина 45, диаметр 20), вполне обеспечивающий токи порядка 5 мА и имеющий срок службы около 5000 ч. Технология обработки катода и разрядной трубки полностью подобна изложенной в [5].

Благодаря своим небольшим размерам ($L = 15 \text{ см}$) лазер легко может быть изолирован от вибраций, защищен от изменений температуры окружающей среды.

Схема системы стабилизации представлена на рис. 2. Излучение лазера 1, проходя через пластинку $\lambda/4$ 2 и поляризатор 3, попадает на фотоприемник 4. Переменная составляющая сигнала на частоте 1 кГц усиливается узкополосным усилителем 5 и попадает на фазовый детектор 6; опорный сигнал подается с генератора 7. Сигнал ошибки, вырабатываемый детектором, усиливается усилителем постоянного тока 8 и подается на пьезокерамику для подстройки длины резонатора. Для контроля одно-

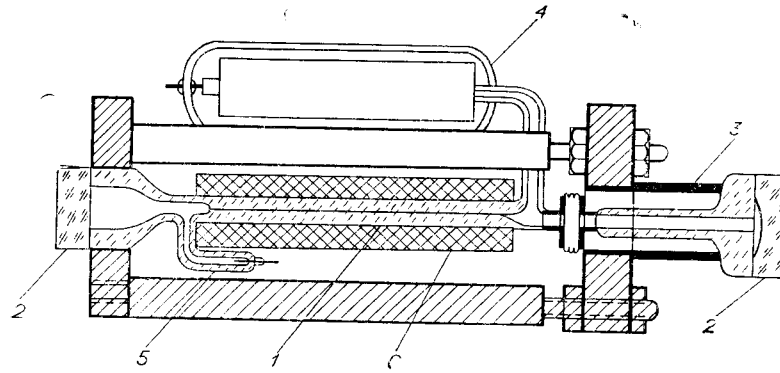


Рис. 1. Конструкция стабилизированного лазера:
 1 — разрядная трубка; 2 — зеркала оптического резонатора; 3 — пьезокерамика;
 4 — катод; 5 — анод; 6 — магнит.

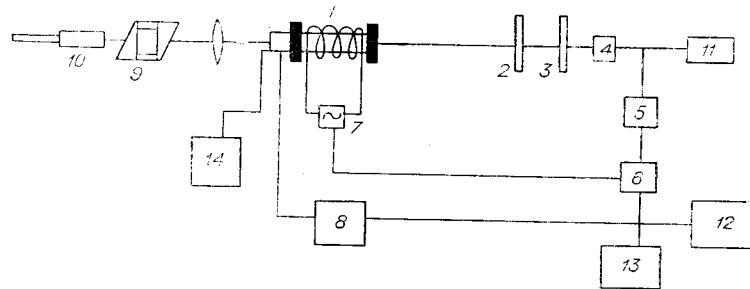


Рис. 2. Схема системы стабилизации:
 1 — лазер; 2 — пластинка $\lambda/4$; 3 — поляризатор; 4 — фотоприемник; 5 — узкополосный усилитель; 6 — фазовый детектор; 7 — генератор; 8 — усилитель постоянного тока; 9 — интерферометр Фабри — Перо; 10 — зрительная труба; 11 — анализатор спектра; 12 — двухкоординатный самописец; 13 — самописец; 14 — низкочастотный генератор.

частотного режима работы использовался интерферометр Фабри — Перо 9. Спектр генерации наблюдался визуально с помощью зрительной трубы 10.

Для нахождения оптимальной амплитуды сканирования магнитного поля производилось снятие дискриминационного сигнала. Для этого замыкалась цепь обратной связи и сигнал, вырабатываемый фазовым детектором, подавался на «у» вход двухкоординатного самописца. На вторую координату подавалось напряжение сканирования длины резонатора. Сканирование длины осуществлялось с помощью подачи напряжения низкочастотного генератора 11 через усилитель на пьезокерамику.

На рис. 3 показан типичный образец записи дискриминационной кривой для малого (а) и большого (б) магнитных полей.

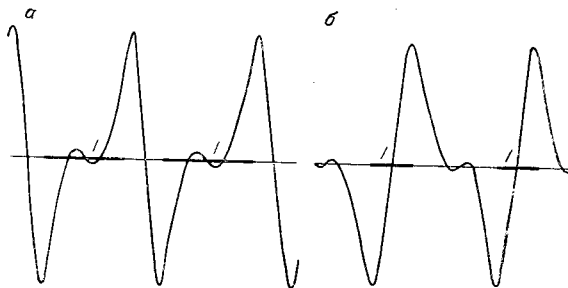


Рис. 3. Образец записи дискриминационных кривых:
 а — $H=100$ Ое; б — $H=250$ Ое.

вой для малого (а) и большого (б) магнитных полей. Такие кривые записывались для различных значений амплитуды магнитного поля. Определить на этих рисунках частотный масштаб не представляло труда, поскольку, как видно из записи, дискриминационная кривая периодична от смещения частоты оптического резонатора; период определя-

ется известной величиной $c/2L$, которая для данного лазера составляет 1000 МГц (c — скорость света; L — длина оптического резонатора).

По дискриминационным кривым определялась крутизна в точке, где смещение частоты резонатора от центра кривой усиления равно нулю. На кривой эта точка соответствует нулевому сигналу. Нуль отмечали после снятия магнитного поля. Область одночастотной генерации отмечена горизонтальными линиями (область I).

На рис. 4 представлена зависимость крутизны $K = db/d\nu$ (в относительных единицах) от величины амплитуды магнитного поля.

Поскольку зеемановское расщепление линии усиления было довольно велико, то при определенной настройке резонатора возникал режим работы на двух соседних продольных модах. На кривых (см. рис. 3, а, б) эта область находится между областями, отмеченными жирными линиями (область II).

Проанализируем поведение K_I в зависимости от магнитного поля. В области от 0 до 140 Ое, значения K_I положительны, указанная область соответствует тем значениям магнитного поля, при которых зеемановские контуры мощности пересекаются своими провалами. При дальнейшем увеличении магнитного поля мы попадаем на склон доплеровски уширенной линии усиления. Максимальное значение K_I достигается при амплитуде поля 310 Ое, что хорошо согласуется с предварительными оценками оптимального магнитного поля.

Измерения стабильности частоты. Для точного измерения стабильности необходимо использование двух независимо стабилизированных лазеров с последующим сбиванием выходных излучений. Спектр разностных биений дает всю информацию о кратковременных и долговременных уходах частоты, стабилизированных лазерами, а также позволяет измерить воспроизводимость частоты стабилизируемого лазера.

Нами же были проведены измерения лишь кратковременной стабильности частоты лазера. Для этого на самописце проводилась запись шумов при разомкнутой и замкнутой цепи обратной связи. При замыкании цепи обратной связи амплитуда шумов и крутизна $K_{I, II}$ давали значения кратковременной стабильности со временем усреднения, определяемой постоянной времени регистрирующей системы.

В предположении, что «О» оптического дискриминатора электронной системы за время измерения смещается незначительно, получаем следующие значения кратковременной стабильности за время измерения 15 мин: $S = 5 \cdot 10^{-10}$ для одномодового режима, время усреднения 1 с; $S = 2 \cdot 10^{-10}$ для двухмодового режима, время усреднения 1 с.

В заключение следует отметить, что мы пока еще ничего не говорили о том, что из-за эффектов затягивания циркулярно-поляризованные компоненты в выходном излучении приобретают разные частоты ν_1 и ν_2 . (Это частотное расщепление в первом приближении прямо пропорционально магнитному полю и отношению добротности линии усиления к добротности резонатора). Поэтому, вообще говоря, измеренные значения стабильности нужно отнести к некоторой средней частоте. Для измерения частотного расщепления использовался анализатор спектра С4-8. На соленоид подавались фиксированные значения то-

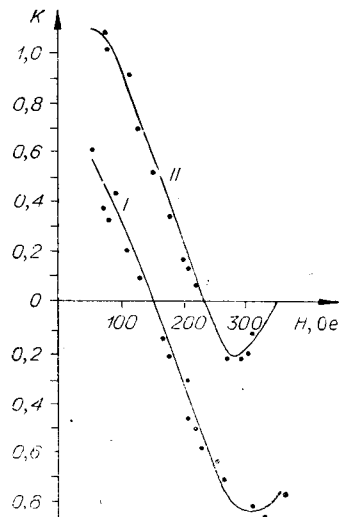


Рис. 4. Зависимость K от амплитуды переменного магнитного поля:

кривая I — режим генерации одной продольной моды; кривая II — режим генерации двух продольных мод.

ка и снимались величины расщепления, соответствующие этим значениям.

Измерения показали, что частотное расщепление для оптимального магнитного поля порядка 300 Ое составляет величину порядка 1 МГц. Поскольку расщепление обратно пропорционально добротности резонатора, то для сведения к минимуму нежелательной девиации разностной частоты необходимо использовать более плотные зеркала. Применяя для данного лазера зеркала в 5 раз более плотные, что довольно просто, можно сделать амплитуду девиации для оптимального значения магнитного поля не более 200 кГц.

Одно из возможных применений — использование описанного лазера в качестве репера для стабилизации частоты мощных одночастотных лазеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Tobias, M. Skolnick, R. A. Wallace, T. G. Polanyi. Derivation of a Frequency-Sensitive Signal from a gas Laser in an Axial Magnetic Field.— Appl. Phys. Lett., 1965, v. 6.
2. V. Bodlaj. Frequency Stabilisation of a He—Ne laser in an Alternating Magnetic Field.— Phys. Lett., 1971, A35, № 5.
3. С. Н. Атутов, А. И. Лохматов, В. В. Слабко, В. А. Ханов. Стабилизация частоты излучения лазера с внутренними зеркалами.— Всесоюзный симпозиум по физическим основам управления частотой вынужденного излучения. Тезисы. Киев, 1972.
4. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., «Наука», 1964.
5. Г. А. Ленкова, А. И. Лохматов, И. А. Михальцова. Одночастотный стабилизированный гелий-неоновый лазер.— Автометрия, 1971, № 1.

Поступила в редакцию 5 сентября 1973 г.