

5. А. А. Мак, Д. С. Прилежаев, Б. М. Седов, В. К. Устюгов, В. А. Фромзель. Управляемые моноимпульсные ОКГ на неодимовых стеклах.— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума «Физические основы управления частотой вынужденного излучения». Киев, Институт физики АН УССР, 1972.
6. В. В. Андиферов, Н. М. Держи, В. С. Пивцов, В. Д. Угожаев, К. Г. Фоллин. Селекция и перестройка частоты рубинового лазера в режиме гигантского импульса.— Автометрия, 1972, № 5, с. 94.
7. А. С. Агабекян, А. З. Грасюк, И. Г. Зубарев, В. И. Свергун, А. Н. Орлевский. Стабилизация неустойчивого режима в двухуровневом квантовом генераторе.— Радиотехника и электроника, 1964, т. 9, с. 2156.
8. R. H. Fantell, J. Warszawsky. Laser Power Stabilisation by Means of Nonlinear Absorption.— Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, p. 213.
9. A. L. Shallow. Cr³⁺ Ions in Al₂O₃ and MgO Spectrum Fine Structure and Luminescence Peculiarity.— In: Advances in Quantum Electronics, ed. by J. R. Singer. New York — London., 1961.
10. А. А. Мак, Ю. А. Ананьев, Б. А. Ермаков. Твердотельные оптические генераторы.— УФН, 1967, т. 92, с. 373.
11. А. М. Кубарев, В. И. Пискарев. Некоторые экспериментальные результаты исследования влияния магнитного поля на спектр излучения лазера на рубине.— ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 508.

*Поступила в редакцию 6 июля 1973 г.,
окончательный вариант — 20 декабря 1973 г.*

УДК 621.378.325.3

Г. Ф. МАЛЫШЕВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ОДНОЧАСТОТНОГО He-Ne ЛАЗЕРА ($\lambda = 0,63$ мкм) С ДИФРАКЦИОННЫМ СЕЛЕКТОРОМ

Одной из важных проблем, которые решаются в современной квантовой электронике, является получение стабильного по частоте монохроматического излучения лазера.

В большинстве известных методов стабилизации частоты лазеров используется принудительная модуляция лазера для выработки сигнала ошибки. Например, наиболее распространенный метод стабилизации частоты по провалу Лэмба сопровождается амплитудной и частотной модуляциями, причем девиация частоты достигает ± 5 МГц [1]. Для некоторых практических применений лазеров желательно избавиться от амплитудной и частотной модуляций излучения (оптическая связь, интерферометрия с большой разностью хода и т. п.).

Некоторые новые возможности открываются при стабилизации лазеров, в которых для селекции мод используется пассивный интерферометр, содержащий поглощающую металлическую пленку, причем собственная частота интерферометра одновременно является частотным репером для постройки частоты генерации лазера [2, 3]. Оценки [3] показывают, что при использовании симметричной поглощающей пленки возможно уменьшение величины девиации частоты до пренебрежимо малого значения (например, до 500 Гц). Однако амплитудная модуляция в этой системе остается и имеет существенное значение для работы схемы стабилизации частоты.

Исключение модуляции лазера возможно при использовании внешнего пассивного интерферометра или узкой линии поглощения во внешней газоразрядной ячейке, но это сильно усложняет всю систему.

В литературе описаны примеры построения систем стабилизации частоты на постоянном токе, в которых отсутствует принудительная модуляция излучения ОКГ [1, 4, 5, 6]. Как было отмечено в [2], в аналогичном режиме может работать лазер, использующий для модовой селекции тонкослойную дифракционную структуру. В этом случае выработка сигнала ошибки при расстройке лазера основана на сравнении мощности, генерируемой лазером, с мощностью, которая дифрагирует от структуры. Долговременная стабильность частоты излучения лазера определяется стабильностью опорного резонатора, образованного плоским зеркалом и дифракционной структурой. Она зависит в основном от изменения температуры и атмосферного давления. В частности, для получения относительной стабильности порядка 10^{-8} необходима стабилизация температуры корпуса опорного резонатора (коэффициент линейного расширения материала $\approx 10^{-6}$) с точностью не хуже $\pm 0,01^\circ\text{C}$.

Так как опорный резонатор не подвергается термическим эффектам, обусловленным горячей активной средой лазера, то поддержание температуры с такой точностью не представляет особых затруднений. Оценка допустимых пределов изменения атмосферного давления без герметизации опорного интерферометра дает цифру ± 1 мм рт. ст.

В настоящей работе описываются результаты экспериментов с He-Ne ($\lambda = 0,63$ мкм) лазером, стабилизированным по пассивному интерферометру, входящему в состав лазерного резонатора и содержащего дифракционную металлическую структуру, причем в процессе стабилизации не используется амплитудная или частотная модуляция.

Схема лазера изображена на рис. 1. Резонатор образован плотным плоским зеркалом 1 и сферическим зеркалом 2 с радиусом кривизны 10 м и коэффициентом пропускания около 2%. Длина разрядного промежутка 154 см, внутренний диаметр трубки 4 мм.

Вблизи плоского зеркала, где фазовый фронт волны можно еще считать плоским, помещалась дифракционная решетка 3. Она представляет собой плоскую кварцевую подложку с напыленным на нее в вакууме тонким слоем серебра. Напыление производилось через две сложенные вместе сетчатые маски, имеющие период 30 мкм. Для экспериментов использовалась решетка со следующими энергетически-

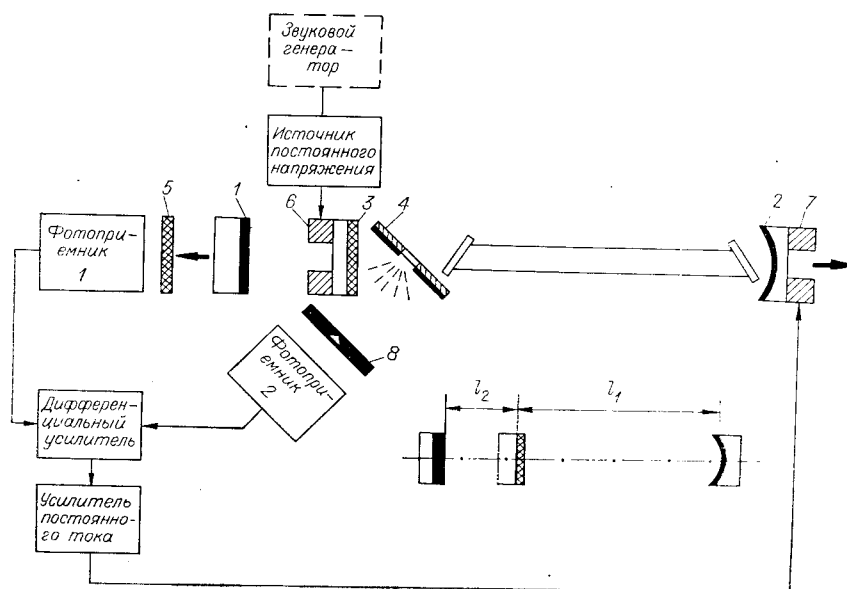


Рис. 1.

ми параметрами, измеренными в бегущей волне лазера: $T=0,62$ и $R=0,14$ — коэффициенты пропускания и отражения в нулевом порядке при падении света на селектор с той стороны, которая в лазере обращена в сторону активной среды; $R'=0,012$ — то же, с другой стороны; $\xi_1' = 0,56$ и $|\xi_1''| = 0,55$ — параметры, пропорциональные соответственно активной и реактивной частям эффективной проводимости дифракционной структуры и вычисленные по формулам (6) и (9) в [7]; $F = 4\xi_1'/\eta^2 = 0,96$ — острота селекции, характеризующая степень подавления мод, ближайших к выделяемой [8]. Здесь $\eta = A'/A$; $A = 1 - R - T$, $A' = 1 - R' - T$. Формула для остроты селекции получена из формулы (8) в [7] путем разложения ее в ряд по степеням $\frac{\omega - \omega_0}{c} l_2$ в окрестности точки ω_0 . Для вывода дифрагированного света использовалось вспомогательное зеркало 4.

Блок-схема стабилизации частоты излучения лазера представлена на том же рис. 1.

Выходное излучение лазера регистрировалось фотоприемником 1 и поступало на вход дифференциального усилителя, на другой вход которого с фотоприемника 2 подавался сигнал, пропорциональный величине дифрагированной мощности P_d . Для выравнивания выходной и дифрагированной мощностей применяется аттенюатор 5.

На рис. 2, а показаны осциллограммы типичных зависимостей $P_{\text{вых}}$ и P_d (нижний луч), полученные путем подачи от звукового генератора переменного напряжения с частотой 50 Гц на контрольную пьезокерамику 6, на которой закреплена дифракционная структура. (При работе системы стабилизации звуковой генератор отключается).

Когда дифракционная пленка, толщина которой намного меньше длины волны, находится в узле стоячей волны лазера, выходная мощность максимальна, в то время как в зависимости дифрагированной мощности от перемещения пленки вблизи узла наблюдается провал, имеющий наибольшую глубину при нулевой расстройке.

Рабочая точка стабилизации выбирается на склоне характеристики этого провала путем определенного выбора коэффициента ослабления аттенюатора 5 и соответствует небольшому $(\lambda/100 \div \lambda/200)$ сдвигу пленки от узла.

Так как в этой точке производные от $P_d(\Delta l_1)$ и $P_{\text{вых}}(\Delta l_1)$ имеют разные знаки, то при расстройке резонатора на выходе дифференциального усилителя появляется сигнал рассогласования. Амплитуда сигнала пропорциональна величине, а фаза определяется направлением расстройки. Сигнал рассогласования усиливается усилителем по-

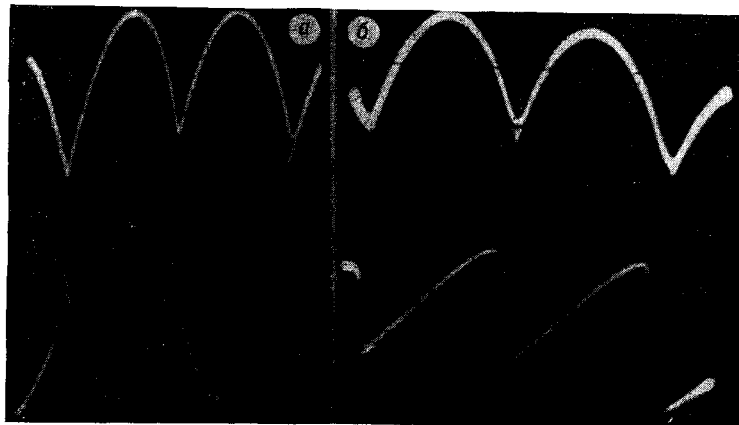


Рис. 2.

стоянного тока (коэффициент усиления равен 10^4) и в нужной полярности подается на управляющую пьезокерамику 7, которая подстраивает длину резонатора лазера.

Покажем, что частота генерации не зависит от изменения уровня выходной мощности лазера, если собственная частота пассивного резонатора стабильна. Для этого необходимо, чтобы условие

$$P_d - bP_{\text{вых}} = 0 \quad (1)$$

не зависело от коэффициента усиления активной среды и потерь в резонаторе лазера. Здесь b — коэффициент, учитывающий неравенство P_d и $P_{\text{вых}}$, чувствительность фотоэлементов, а также неравенство коэффициентов усиления в двух каналах дифференциального усилителя.

Формула (8) в [9] для дифрагированной мощности выведена из условия $l_1 + l_2 = \text{const}$. В нашем случае $l_2 = \text{const}$, а длина резонатора лазера l_1 меняется. Для нахождения взаимосвязи между расстройками Δl_1 и Δl_2 , вызывающими одинаковый сдвиг частоты, выразим частоту генерации лазера через межмодовое расстояние и частотный интервал между максимумами коэффициентов пропускания пассивного интерферометра:

$$\begin{cases} \nu = \frac{c}{2(l_1 + l_2)}(q + \Delta q), & \Delta \nu = -\frac{c\Delta l_1}{2(l_1 + l_2)^2}(q + \Delta q); \\ \nu = \frac{c}{2l_2}(N + \Delta N), & \Delta \nu = -\frac{c\Delta l_2}{2l_2^2}(N + \Delta N), \end{cases}$$

где q и N — целые числа, а $\Delta q \ll 1$ и $\Delta N \ll 1$. Из системы уравнений находим $\Delta l_2 = \frac{l_2}{l_1 + l_2} \Delta l_1$.

В одночастотном приближении при небольших смещениях дифракционной структуры из узла электрического поля волны аналогично [8] имеем

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{рез}} T_{\text{рез}},$$

$$P_d = P_{\text{рез}} \left[a_{\text{пл}} + F \left(k \frac{l_2}{l_1 + l_2} \Delta l_1 \right)^2 \right]$$

и условие (1) принимает вид

$$P_{\text{рез}} \left[a_{\text{пл}} + F \left(k \frac{l_2}{l_1 + l_2} \Delta l_1 \right)^2 - b T_{\text{рез}} \right] = 0.$$

Здесь $P_{\text{рез}}$ — мощность излучения внутри резонатора, зависящая от коэффициента усиления активной среды и потерь; $T_{\text{рез}}$ — суммарное пропускание зеркал; k — волновое число.

При неизменности параметров $a_{\text{пл}}$, F и $T_{\text{рез}}$ эта разность независимо от $P_{\text{рез}}$ равна нулю. Нуль оптического дискриминатора не смещается из-за флуктуаций выходной мощности лазера и шумов газового разряда.

Для количественной оценки была произведена самописцем запись сигнала, взятого с выхода дифференциального усилителя. Постоянная времени самописца равна 1 с.

На рис. 3 участок АБ соответствует разомкнутой обратной связи. На участке БВ обратная связь замыкается, и, наконец, участок ВГ отображает запись сигнала с замкнутой обратной связью и с увеличенной в 100 раз чувствительностью самописца. Полное время записи на участке ВГ равно 1 мин. При этих условиях девиация частоты составила 380 кГц. Это соответствует относительной стабильности частоты $\Delta\omega/\omega \approx 8 \cdot 10^{-10}$. Для выбранной конфигурации резонатора

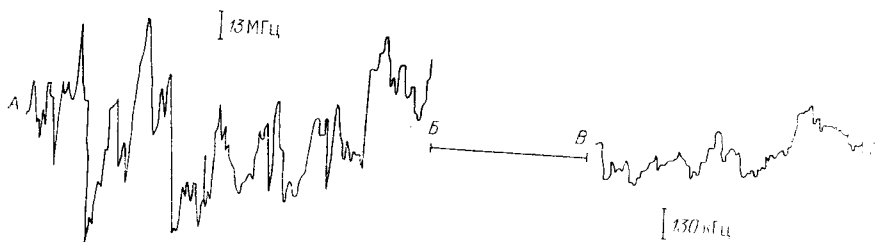


Рис. 3.

лазера отношение одночастотной мощности к мощности многих TEM_{00q} мод в нашем случае равно 41%.

В случае симметричных кривых $P_d(\nu)$, как это описано выше (см. рис. 2, а), частота генерации лазера при работе системы стабилизации не совпадает с собственной частотой пассивного интерферометра, что приводит к некоторому снижению выходной мощности лазера.

В процессе проведения эксперимента при перемещении фотоприемника 2 наблюдалась деформация кривой дифрагированной мощности, которая может привести к асимметрии P_d . Полученные осциллограммы изображены на рис. 2, б.

Асимметрия обусловлена интерференцией попадающего в апертуру фотоприемника фона рассеянного света, пропорционального $P_{рез}$ и возникающего из-за неоднородности оптического покрытия плоского зеркала 1, с дифрагированным сигналом. Для регулировки доли рассеянного излучения и асимметрии P_d применялась диафрагма 8 (см. рис. 1), которая помещалась вблизи апертуры фотоприемника или вблизи дифракционной структуры со стороны плоского зеркала. Асимметрия в $P_d(\nu)$ позволяет совместить рабочую точку с резонансной частотой интерферометра и, таким образом, стабилизировать лазер в точке максимальной мощности генерации.

Описываемый метод стабилизации применим как к газовым, так и к твердотельным ОКГ. Представляет интерес использование вместо металлической решетки диэлектрической [10], так как в последнем случае из-за тепловой разгрузки селектора можно перейти к лазерам с большей мощностью излучения.

Ранее сообщалось об аналогичном методе стабилизации [4] с селектором типа Фокса — Смита. Используемый нами метод имеет некоторые преимущества, которые заключаются в следующем: 1) дифракционная структура помещается на оптической оси лазера и поэтому селектор может быть сделан максимально компактным; 2) малый объем, занимаемый селектором, легко термостатировать, а линейные размеры позволяют сделать его термокомпенсированным; 3) параметры системы могут быть подобраны так, что при стабилизации выходная мощность будет максимальной.

В заключение отметим, что кроме стабилизации частоты лазер может работать в режиме электрической перестройки частоты (при помощи пьезокерамики б на рис. 1).

Авторы выражают благодарность Н. Н. Каменеву за напыление оптических покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Тапак. Method for Stabilizing the Frequency of an Unmodulated Laser Output.—J. Opt. Soc. Am., 1972, v. 62, N 1.
2. Ю. В. Троицкий, В. П. Хюппенен. Перестройка и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов с селективными потерями.— Автотметрия, 1971, № 1.
3. Г. Ф. Малышев, Ю. В. Троицкий, В. А. Ханов, В. П. Хюппенен. Стабилизированный одночастотный гелий-неоновый лазер.— Автотметрия, 1972, № 5.

4. Y. Cho, T. Tajime and Matsuo. Stabilization of a Compositecavity Single — Frequency Laser.— IEEE J. Quantum Electronics, 1968, v. QE — 4, p. 699.
5. P. W. Smith. On the Stabilization of a High — Power Single — Frequency Laser.— IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. QE — 2, N 9.
6. H. G. Danielmeyer. Stabilized Efficient Single — Frequency Nd : YAG Laser.— IEEE J. Quantum Electronics, 1970, v. QE — 6, N 2.
7. М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света.— Оптика и спектроскопия, 1971, с. 30, вып. 3.
8. Ю. В. Троицкий. Сравнение методов селекции продольных мод оптического резонатора.— ЖПС., 1970, т. 12.
9. Ю. В. Троицкий. Расчет одночастотного газового лазера с селекцией мод по добротности.— Автометрия, 1971, № 1.
10. Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. Тонкий рассеивающий слой в поле стоячей волны оптических частот и его использование для селекции мод оптического резонатора.— Оптика и спектроскопия, 1968, т. 25, с. 462.

*Поступила в редакцию 28 ноября 1973 г.,
окончательный вариант — 21 января 1974 г.*

УДК 531.76

**Л. Д. ГИК, Е. Н. КАЛИШ, Л. А. ПЕТРАШЕВИЧ,
Ю. Ф. СТУСЬ, А. М. ЩЕРБАЧЕНКО**

(Новосибирск)

СЧЕТНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ БЛОК ТРАНСПОРТАБЕЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ГРАВИМЕТРА

Определение гравитационного ускорения абсолютными лазерными гравиметрами в общем случае [1] требует громоздких вычислений из-за необходимости выполнения множительных операций с семью-восемью разрядными десятичными числами. Необходимость выполнения даже простой статистической обработки, что связано с наличием неизбежных случайных ошибок, обусловленных микросейсмами и другими помехами, а также возможными сбоями аппаратуры, заставляет использовать современные вычислительные средства.

В передвижных гравиметрических устройствах возникает естественное стремление обходиться минимально необходимым количеством блоков измерительной аппаратуры. С этой точки зрения особый интерес приобретает схема последовательного построения пространственно-временных интервалов измерения [2, 3]). В этой схеме операция вычисления в случае использования двух равных по времени интервалов $t_1 = t_2$ измерения определяется выражением

$$g = \frac{\lambda}{2t_1(t_2 + \tau)} (N_2 - N_1).$$

Здесь t_1 и t_2 — временные интервалы измерения; τ — пауза между ними; N_1 и N_2 — число интерференционных полос за время t_1 и t_2 соответственно; λ — длина волны.

Поскольку t_1 , t_2 , τ и λ неизменны в каждом опыте, то операция вычисления сводится: а) к определению разности $N_2 - N_1$, что может быть осуществлено реверсивными счетчиками, и б) к умножению этой разности на постоянный весовой коэффициент $\lambda/2t_1(t_2 + \tau)$, что может быть реализовано непосредственно в самих счетных блоках.