

Заключение. Исследование физико-технических свойств стабилизируемого лазера на $\lambda=0,63$ мкм, использующего в качестве частотного дискриминатора узкий провал в линии поглощения, возникающий в поле квазибегущей волны во внешней поглощающей ячейке, подтвердило высокую эффективность этого метода стабилизации частоты. Относительная стабильность частоты, полученная на лабораторном макете лазера, составила $S=5 \cdot 10^{-10}$ при времени усреднения $\tau=10^{-3}$ с и $S=2 \div 3 \cdot 10^{-10}$ при времени усреднения $\tau=3 \cdot 10^{-5}$ с на интервалах времени измерения порядка 15 мин и 0,1 с соответственно. Эти результаты были получены без использования специальных мер по термостабилизации и защиты режима работы поглощающей ячейки реально достижимая воспроизводимость частоты оценивается как $1,5 \cdot 10^{-9}$. Для получения более высокой воспроизводимости частоты необходимо, по-видимому, использовать в качестве поглощающей среды молекулярные системы, имеющие подходящие линии поглощения для переходов из основного состояния.

Выполненное экспериментальное исследование дисперсионной характеристики дискриминатора подтвердило справедливость теоретических расчетов и позволило оптимизировать конструкцию и режим работы дискриминатора.

Результаты исследования характеристик лабораторного макета лазера были положены в основу опытно-конструкторской разработки высокостабильного лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, Г. А. Милушкин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Высокостабильный газовый лазер на основе нелинейного поглощения ($\lambda=0,63$ мкм), ч. 1, 2.— Автотриггер, 1972, № 5.
2. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, Г. А. Милушкин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Высокостабильный газовый лазер на основе нелинейного поглощения ($\lambda=0,63$ мкм), ч. 3, 4.— Автотриггер, 1972, № 6.
3. И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., «Физматгиз», 1963.

Поступила в редакцию 27 декабря 1971 г.

УДК 621.381.41

**Г. В. КРИВОЩЕКОВ, В. К. МАКУХА, В. С. СМИРНОВ,
М. Ф. СТУПАК**
(Новосибирск)

КВАЗИСТАЦИОНАРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРА НА РУБИНЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА

В последнее время появляется повышенный интерес к особенностям генерации твердотельных лазеров под действием внешнего сигнала [1, 2, 3]. Полученные в этом случае параметры лазерного излучения (высокая когерентность, узкий стабильный спектр, большой энергетический выход и мощность) позволяют надеяться на применение лазеров

с внешним сигналом в устройствах оптической записи, считывания и обработки информации. Для лазеров на кристалле рубина и на неодимовом стекле проведены эксперименты при свободной генерации и модулированной добротности резонатора [1, 3—6]. Внешним сигналом служил моноимпульс [4, 5] или квазинепрерывное излучение длительностью в несколько сотен микросекунд [1, 3]. В режиме модуляции добротности резонатора под действием внешнего сигнала получен «гигантский» импульс с перестраиваемой частотой и узким спектром [4, 6]. К настоящему времени опубликованы две экспериментальные работы по воздействию квазинепрерывного внешнего сигнала на свободную генерацию рубинового лазера [1, 3]. В обеих работах получено преобразование обычной «пиковой» генерации в излучение с постоянной составляющей, причем эффект такого преобразования имел порог по интенсивности внешнего сигнала. Для объяснения особенностей свободной генерации рубинового лазера под действием внешнего сигнала в [3] рассматривалась одномерная модель резонатора с распределенными потерями. Поле внешнего сигнала $E_{вн}$ задавалось сторонним источником тока $J_{ст} = \sigma E_{вн}$ (σ — ширина линии резонатора). Оказалось, что такая простая модель как качественно, так и количественно согласуется с результатами эксперимента, объясняет причины сглаживания «пиков» в излучении выходного генератора и дает правильную величину пороговой интенсивности внешнего сигнала, при которой начинается сглаживание.

В настоящей работе приведены теоретические и экспериментальные результаты исследования особенностей возбуждения квазистационарной генерации лазера на рубине при воздействии на него внешнего сигнала. Определена область захвата внешним сигналом, показано существование двухчастотного режима, обнаружена спектральная неравномерность амплитудной стабилизации лазера.

Элементы теории. Воспользуемся моделью лазера с внешним сигналом, рассмотренной в [1—3, 7]. В режиме захвата частоты излучение выходного лазера идет на частоте внешнего сигнала ω . Выделяя быструю частоту ω , поле внутри резонатора будем искать в виде $E(t) \exp(-i\omega t) + \text{К. С.}$, где $E(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда. Пространственной зависимостью можно пренебречь, так как в одномодовом приближении она приводит только к изменению энергии излучения, что для рассматриваемой задачи несущественно. Система уравнений для амплитуды E и перенаселенности N имеет вид:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{dE}{dt} = E_0 - (1 - i\delta) E \eta N; \quad (1)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{dN}{dt} = 1 - \left\{ 1 + \frac{|E|^2}{(1 + \delta^2)} \right\} N. \quad (2)$$

Здесь выбрана система единиц $4d^2/h^2\gamma\gamma_0 = 1$, в которой амплитуды полей выходного E и задающего E_0 генераторов безразмерны; d — дипольный момент перехода; γ_0 — ширина линии люминесценции; $\sigma = (\omega - \omega_0)/\gamma_0$ — безразмерная частота внешнего сигнала, отсчитанная от частоты атомного перехода ω_0 ; η — отношение подкачки к ее пороговому значению. При выводе формул (1), (2) использовано условие $\gamma_0 \gg \sigma \gg \gamma$. Отметим, что такие же уравнения рассматривались в [2] в приближении $\gamma \gg \sigma$, реализуемом обычно в газе.

Решение системы (1), (2) будем искать, предполагая, что отношение $|E_0/E| = \varepsilon$ задано, причем $\varepsilon \ll 1$. Такое допущение соответствует случаю, когда внешний сигнал не оказывает существенного влияния на энергетические характеристики выходного лазера. Именно такая ситуация будет в дальнейшем исследоваться экспериментально.

Найдем стационарное значение разности фаз $\Phi = \varphi_0 - \varphi$, поля \bar{E}_0 , энергии излучения $G = |\bar{E}|^2$ и перенаселенности \bar{N} :

$$\eta \bar{N} = 1 + \varepsilon \cos \Phi; \quad G = (\eta - 1 + \varepsilon \cos \Phi) / (1 - \varepsilon \cos \Phi); \quad (3)$$

$$\delta + \varepsilon (\sin \Phi - \delta \cos \Phi) = 0. \quad (4)$$

Из последнего соотношения определяется ширина области захвата частоты лазера внешним сигналом. В размерных единицах она имеет вид

$$\Delta \omega = 2\gamma_0 \left| \frac{E_0}{E} \right|. \quad (5)$$

Как и следовало ожидать, $\Delta \omega$ пропорциональна амплитуде внешнего сигнала и ширине линии люминесценции. Следует подчеркнуть, что формула (5) получена при довольно существенных ограничениях: 1) в резонаторе существует только вынужденное поле, 2) собственные моды резонатора не возбуждены. Последнее приводит к тому, что ширина области захвата оказывается пропорциональной ширине линии люминесценции, а не резонатора, как это обычно бывает. В эксперименте, описанном далее, эти допущения, по-видимому, реализовывались, о чем можно судить, сравнивая экспериментальную кривую с рассчитанной по формуле (5). При исследовании стационарных решений (3), (4) на устойчивость получаем дисперсионное уравнение для декремента затухания ($\Gamma = \delta x$) малых возмущений:

$$\begin{aligned} & [x+1-\eta(1-i\delta)\bar{N}][x+1-\eta(1-i\delta)\bar{N}][x+\alpha(1+G)] + \\ & + \alpha\eta\bar{N}G\{(1-i\delta)[x+1-\eta(1+i\delta)\bar{N}] + (1+i\delta) \times \\ & \times [x+1-\eta(1-i\delta)\bar{N}]\} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\alpha = \gamma/\sigma \ll 1$.

В отсутствие внешнего сигнала запаздывание перенаселенности относительно поля приводит к появлению быстрых осцилляций и затуханию, что соответствует в (6) большой мнимой части x . Внешний сигнал подавляет эти осцилляции. В точном резонансе $\delta = 0$ один корень $x = -\varepsilon \cos \Phi$ позволяет выбрать устойчивое решение $\cos \Phi = 1$. Два других корня

$$x = -\frac{1}{2}(\varepsilon + \alpha\eta) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\varepsilon + \alpha\eta)^2 - 2\alpha(\eta - 1)} \quad (7)$$

показывают, что при выполнении условия

$$\left| \frac{E_0}{E} \right|^2 > 8 \frac{\gamma}{\sigma} (\eta - 1) \gg \alpha^2 \eta^2 \quad (8)$$

мнимая часть декремента обращается в нуль ($\text{Im}x = 0$). Следовательно, осцилляции в переходном режиме, обусловленные запаздыванием перенаселенности, должны отсутствовать. Это приводит к сглаживанию «пиков» в генерации. Действительно, такой эффект наблюдается экспериментально, причем величина пороговой интенсивности внешнего сигнала хорошо согласуется со значением, вычисленным по формуле (8) (см. [3]). Вне резонанса $\text{Im}x = 0$ только вблизи центра линии люминесценции $\delta \sim \alpha$. Вдали от центра $\delta^2 \gg \alpha$ в области захвата $\varepsilon^2 > \delta^2$ можно пренебречь запаздыванием \bar{N} , тогда

$$x = -\varepsilon \exp(\pm i\Phi) \simeq -\sqrt{\varepsilon^2 - \delta^2} \pm i|\delta|. \quad (9)$$

Осцилляции, появляющиеся при этом, имеют иную природу в сравнении с осцилляциями задающего поля. Они обусловлены эффектом затягивания частоты генерации к центру атомного перехода. До тех пор, пока $\text{Re}x \geq \text{Im}x$ или $\delta^2 \leq \varepsilon^2/2$, сглаживание «пиков» в излучении будет эффективным; при $\delta^2 \geq \varepsilon^2/2$ эффект сглаживания должен падать, а на самой границе $|\delta| = \varepsilon$ за счет того, что равновесие становится безразличным, резко возрастут как амплитудные, так и фазовые флюктуации.

Эти качественные выводы согласуются с результатами эксперимента.

Вне области захвата уравнения (1), (2) стационарных решений не имеют. Нестационарность решений означает, что в генерации появляются частоты, отличные от частоты внешнего сигнала, а система уравнений (1), (2), как уже подчеркивалось, пригодна лишь для области захвата частоты. Чтобы дать правильное описание режима генерации при $|\delta| > \epsilon$, необходимо с самого начала искать многочастотное решение для поля выходного генератора. В это решение должно входить поле на частоте внешнего сигнала и в общем случае все собственные моды резонатора, попадающие в полосу усиления вблизи центра люминесценции ω_0 . Другими словами, вне области захвата лазер будет излучать на двух частотах: узкую линию на частоте задающего генератора ω и широкую — на собственной частоте ω_0 . Не приводя детальных вычислений для «двойного» режима, можно понять его особенности, учтя следующие обстоятельства. Полная энергия излучения $|E|^2$ определяется превышением подкачки над пороговым значением, т. е. $|E|^2 = \eta - 1$. Энергия поля на частоте внешнего сигнала $|E_1|^2$ находится из порогового условия $\epsilon^2 = \delta^2$, т. е. $|E_1|^2 = |E_0|^2 / \delta^2$. Из сохранения полной энергии получаем энергию поля на собственной частоте $|E_2|^2 = \eta - 1 - |E_1|^2$. Естественно, что эти рассуждения справедливы для усредненных по быстрым осцилляциям величин $|E_1|^2$ и $|E_2|^2$, причем под быстрыми здесь понимаются осцилляции с частотой $|\omega - \omega_0|$. Подчеркнем, что такие качественные соображения приводят к точным решениям, если рассмотреть двухчастотную однородную модель поля в выходном лазере.

Экспериментальная часть. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Источником внешнего сигнала служил лазер на рубине (в дальнейшем — задающий), излучающий достаточно гладкие импульсы длительностью 400—600 мкс. Сглаживание «пиков» его излучения достигалось введением в полуконфокальный резонатор отрицательной обратной связи [8]. Для управления спектром задающего лазера использовался интерферометр Фабри—Перо с коэффициентом отражения пластин 0,75. Частота излучения задающего генератора могла плавно перестраиваться в пределах $\pm 4 \text{ см}^{-1}$, спектральная ширина составляла $0,04 \text{ см}^{-1}$ и нестабильность положения спектра от вспышки к вспышке была не более $0,02 \text{ см}^{-1}$. В исследуемом лазере применялись различные сферические резонаторы, образованные плоскими зеркалами с линзами. Эксперимент проводился при комнатной температуре, при этом колебания температуры активных элементов (исключая момент вспышки ламп накачки) составляли не более $0,2^\circ \text{ С}$. Селекция типов колебаний, как видно из рисунка, была исключена. В качестве развязывающего элемента между резонаторами помещалась ячейка Фарадея на основе стекла марки ТФ-10 с ослаблением не менее 20 децибелл. Включение задающего и выходного лазеров производилось с некоторой задержкой так, чтобы генерация задающего лазера началась раньше генерации выходного. Нестабильность накачки по энергии не превышала 0,25%. Схема регистрации достаточно проста (см. рис. 1) и в пояснениях не нуждается.

Было установлено, что при всех конфигурациях резонатора выходной лазер без внеш-

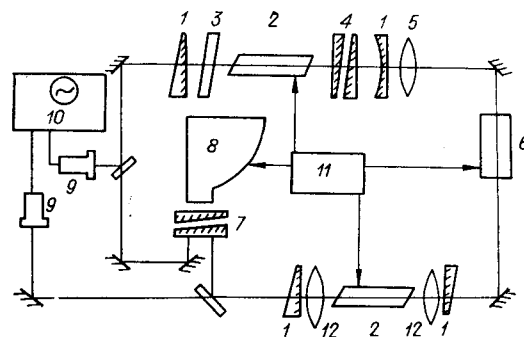


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — зеркала; 2 — активные элементы; 3 — ячейка обратной связи; 4 — селектор; 5 — согласующая линза; 6 — ячейка Фарадея; 7 — регистрирующий интерферометр; 8 — СФР; 9 — ФЭУ; 10 — осциллограф; 11 — блок синхронизации; 12 — линзы резонатора.

При воздействии квазинепрерывного сигнала в генерации выходного лазера появлялась постоянная составляющая, величина которой зависела от интенсивности внешнего сигнала, уровня накачки, конфигурации и добротности резонатора выходного лазера, а также от величины расстройки $\Delta = \omega - \omega_0$.

Экспериментальное исследование пороговых условий на $|E_0|^2$ приведено в [3]. Для определения зависимости пороговых условий от η и добротности резонатора Q исследовались амплитудно-временные характеристики излучения исполняющего лазера при $\Delta = 0$. В качестве регистрируемой величины была выбрана постоянная составляющая $A_{\text{п}}$ интенсивности в излучении выходного лазера. Эта величина определяет в некоторой степени «эффективность» влияния внешнего сигнала на генерацию задающего лазера. Все экспериментальные точки получены усреднением по большому числу импульсов генерации.

Как видно из кривых, приведенных в [3] и на рис. 2, 3, «эффективность» эта проявляется в явно нелинейном виде, причем характерной особенностью является выход $A_{\text{п}}$ на насыщение при больших интенсивностях внешнего сигнала. Физически это можно объяснить тем, что скорость уменьшения инверсии в выходном лазере интенсивным внешним сигналом начинает превышать скорость накачки.

На рис. 2 приведены зависимости величины $A_{\text{п}}$ от интенсивности внешнего сигнала для различных уровней накачки выходного лазера. Из (8) следует отношение для $|E_0|^2$ при различных η : $|E_{01}|^2 / |E_{02}|^2 = (\eta_1 - 1) / (\eta_2 - 1)$. Эти теоретические оценки подтверждаются полученными результатами. Из рис. 2 видно, что большому η соответствует большая пороговая интенсивность внешнего сигнала, а отношение этих пороговых величин $\sim 2,7$ соответствует $(\eta_1 - 1) / (\eta_2 - 1) = 2,75$. На рис. 3 представлены зависимости величины $A_{\text{п}}$ от величины внешнего сигнала

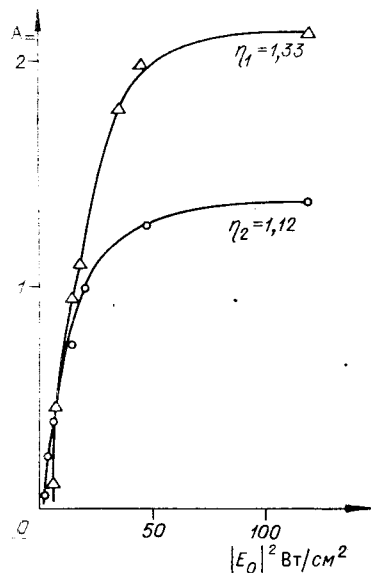


Рис. 2. Зависимость постоянной составляющей в излучении выходного лазера от интенсивности внешнего сигнала для разных уровней накачки.

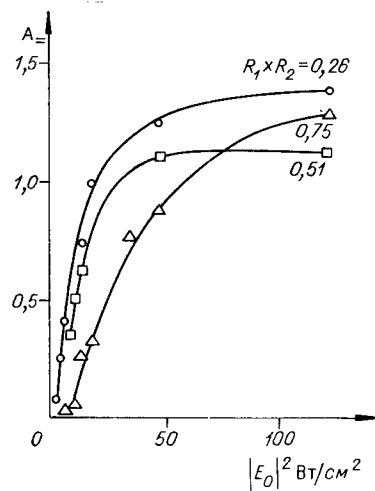


Рис. 3. Зависимость постоянной составляющей в излучении выходного лазера от интенсивности внешнего сигнала для разных добротностей резонатора. Указаны произведения коэффициентов отражения зеркал резонатора выходного лазера.

для различных добротностей резонатора выходного лазера. Изменение добротности осуществлялось вариацией коэффициента отражения зеркал. Так как величина σ в (8) пропорциональна $1/Q$, то с увеличением $(R_1 \times R_2)$ должна возрасти и пороговая интенсивность внешнего сигнала. Этот вывод подтверждается кривыми рис. 3, причем экспериментальное и теоретическое отношения пороговых интенсивностей внешнего сигнала для разных Q количественно совпадают между собой с достаточной точностью.

Во второй части эксперимента исследовались спектрально-кинетические характеристики излучения выходного лазера под действием внешнего сигнала в зависимости от Δ .

Было установлено, что существует область спектрального захвата, характеризующаяся тем, что выходной лазер излучает гладкий импульс с длительностью, равной длительности собственной «пиковой» генерации, на частоте внешнего сигнала. Вне этой области выходной лазер работает в «двойном» режиме. Развертка спектра его генераций показывает, что он излучает на двух частотах: на частоте задающего лазера генерируется относительно гладкий импульс, а на своей собственной — «пички». На рис. 4 приведены типичные микрофотограммы спектральных разверток двойного режима внешнего сигнала. Как видно из приведенных интенсивностей между двумя спектральными участками генерации исполняющего лазера. Эта корреляция проявляется в сохранении полной энергии излучения: «пичкам» на частоте ω_0 соответствуют провалы в интенсивности на частоте ω .

На рис. 5 приведена зависимость ширины полного спектрального захвата от интенсивности внешнего сигнала. Экспериментальная точка при нулевой ширине полного спектрального захвата соответствует пороговой интенсивности внешнего сигнала при $\Delta=0$. Сравнение с формулой (5) показывает, что теоретическая и экспериментальная кривые имеют одинаковый вид и полностью совмещаются при выборе в (5) параметра $2\gamma_0=5 \text{ см}^{-1}$. Некоторое отличие полученной ширины линии люминесценции от наблюдаемой в действительности при комнатной температуре можно объяснить неполной реализацией тех требований, при которых было получено соотношение (5).

При исследовании особенностей генерации на границе области полного спектрального захвата было установлено значительное расширение интегрального спектра выходного лазера при переходе через границу области, что подтверждает выводы, сделанные в теоретической части. Развертки спектра показали, что излучение выходного лазера обладает

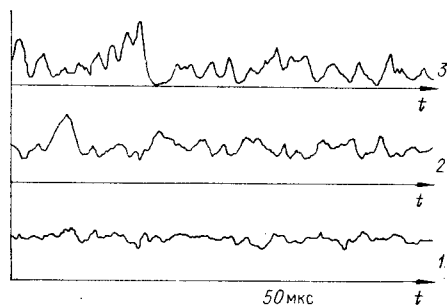


Рис. 4. Микрофотограммы спектральных разверток:
1 — внешний сигнал (частота ω), 2, 3 — «двойной» режим (частоты ω и ω_0 соответственно).

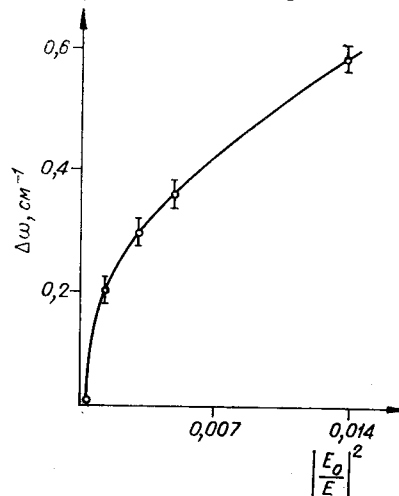


Рис. 5. Зависимость ширины спектрального захвата от интенсивности внешнего сигнала.

в этом случае неустойчивым характером, в котором наблюдался как плавный переход от частоты ω_0 к ω и, наоборот, так и резкие скачки между ними за время генерации.

В [3] приводилась кривая «эффективности» появления постоянной составляющей в излучении исполняющего лазера в зависимости от расстройки. При более тщательном исследовании этой зависимости было установлено, что данные кривые не только могут быть асимметричны (на что указывалось в [3]), но и имеют некоторую структуру. На рис. 6

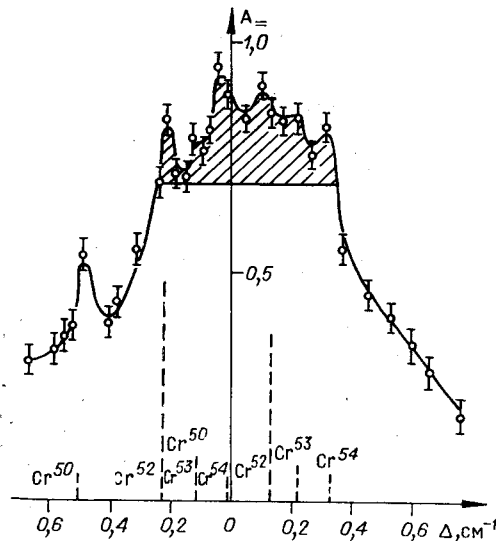


Рис. 6. Зависимость постоянной составляющей в излучении выходного лазера от расстройки Δ . Заштрихована область спектрального захвата.

приведена типичная зависимость величины A_0 в относительных единицах от Δ . Заметим, что интенсивность внешнего сигнала, как показал контроль, оставалась постоянной на всем спектральном участке изменения частоты, приведенном на рис. 6.

Что касается природы выявленной структуры, которая четко повторяется для различных кристаллов рубина на большом числе кривых, подобных приведенной на рис. 6, то для сравнения на этом же рисунке штрихами отмечено взаимное расположение расщепленных линий изотопов хрома в рубине при $T=4,2^\circ\text{K}$ [9]. Можно усмотреть некоторое соответствие между положением максимумов структуры полученных кривых и положением расщепленных линий изотопов хрома (хотя при температуре эксперимента $T=300^\circ\text{K}$ линия люми-

несценции рубина считается не без основания однородно уширенной [10]). На возможность наблюдения расщепления основного состояния рубина в свободной генерации при $T=300^\circ\text{K}$ указывалось в [11]. Определение природы выявленной структуры является предметом дальнейших исследований.

В заключение отметим энергетические преимущества метода внешнего сигнала: в ходе эксперимента, например, используя сигнал мощностью $20 \div 30$ Вт, был получен с выхода лазера без какой-либо оптимизации параметров кристалла рубина, уровня накачки и добротности резонатора гладкий импульс мощностью более пяти киловатт при длительности $100 \div 500$ мкс, причем ширина спектра этого импульса определялась внешним сигналом и составляла, как отмечено выше, $0,04 \text{ см}^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Тиунов, В. С. Чернов. Об управлении кинетикой генерации связанных ОКГ.— УФЖ, 1972, т. 17, с. 628.
2. M. B. Spencer, W. E. Lamb Jr. Laser with a Transmitting Window.— Phys. Rev. 1972, v. A5, p. 884.
3. А. Н. Бондаренко, Г. В. Кривошеков, М. Ф. Ступак, В. С. Смирнов. Воздействие внешнего сигнала на лазер на рубине в режиме свободных генераций.— Оптика и спектроскопия, 1972, т. 33, с. 958.
4. А. Н. Бондаренко, Г. В. Кривошеков, В. А. Смирнов. ОКГ на стекле с Nd^{3+} в режиме гигантского импульса под действием внешнего вынужденного сигнала.— Радиопизика, 1969, т. 10, с. 1895.

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.