

УДК 621 378 325

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ НЕ-Ne ЛАЗЕРА НА ВОЛНУ 3,39 мк

Е. И. Цецегова

Описывается система стабилизации частоты газового лазера, использующая зеэмановское расщепление контура усиления во внешней усилительной газовой ячейке, помещенной в продольное переменное магнитное поле. Средняя квадратичная нестабильность частоты за 1 мин составляет $\sim 2 \cdot 10^{-10}$, нестабильность частоты за 20—30 мин равна $\sim 2 \cdot 10^{-9}$.

В настоящее время предложен и реализован ряд методов автоматической стабилизации частоты газового лазера (см., например, обзор [1]). Одни из них используют внешний опорный стабильный резонатор, другие основаны на привязке частоты излучения лазера к центру линии перехода активной среды самого лазера либо дополнительной внешней разрядной трубки. Одним из перспективных методов стабилизации частоты излучения лазера с точки зрения высокой долговременной стабильности и ее воспроизводимости является использование зеэмановского расщепления контура усиления (поглощения) во внешней разрядной трубке, помещенной в продольное магнитное поле. Этот принцип был применен в работе Уайта и др. [2] для стабилизации частоты He-Ne лазера на волну 0,63 мк: линейно поляризованное излучение лазера превращалось то в право-, то в лево-циркулярно поляризованное излучение с помощью четвертьволнового электрооптического переключателя с частотой переключения 400 гц, затем проходило через разрядную трубку, наполненную неонем и помещенную в постоянное продольное магнитное поле, и поступало на фотоприемник. При отклонении частоты лазера от центра линии перехода на выходе фотоприемника появляется сигнал с частотой коммутации, фаза которого меняется на π при изменении знака расстройки частоты. Это и используется как сигнал ошибки в системе автоматики для стабилизации частоты лазера.

Нами были построены две установки со стабилизацией частоты He-Ne лазера, работающего на волне 3,39 мк, также с использованием зеэмановского расщепления контура линии во внешней разрядной трубке. В отличие от [2] вместо применения электрооптического переключателя в наших установках периодически изменялось магнитное поле, а разрядная трубка содержала гелиево-неоновую смесь (преимущество применения смеси будет видно из дальнейшего)*.

Задачей данной статьи является проведение количественного расчета работы трубки с зеэмановским расщеплением (в известных нам работах такой расчет отсутствует), описание аппаратуры и полученных экспериментальных результатов.

Положим для простоты, что контур линии перехода является доплеровским, с полосой $\Delta\nu_{\text{доп}}$ и средней частотой ν_0 . Тогда коэффициент усиления (поглощения) разрядной трубки, помещенной в продольное магнитное поле H , для циркулярно поляризованной волны с частотой ν можно записать в виде

* Электрооптические материалы, с помощью которых доступными средствами можно изменить направление вращения вектора круговой поляризации волны 3,39 мк, нам неизвестны. Отметим также, что внешняя разрядная трубка в переменном магнитном поле использовалась в работе [3] для стабилизации газового лазера на волне 0,63 мк.

$$\exp \left\{ a \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0 - aH}{0,6 \Delta\nu_{\text{доп}}} \right)^2 \right] \right\}, \quad (1)$$

где $a = ge/4\pi mc$ — параметр расщепления, равный $\sim 1,5 \text{ Мгц} \cdot \text{эрс} \text{т}^{-1}$, g — фактор Ланде, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света*. Величина a определяет работу разрядной трубки: при $a > 0$ она работает в усилительном режиме, при $a < 0$ — в режиме поглощения.

Будем считать, что магнитное поле меняется по закону $H = H_0 \cos(\omega t)$. Выход фотоприемника пропорционален величине (1), но так как далее применяется усилитель, настроенный на частоту ω , то интерес представляет лишь первая гармоника, амплитуда которой равна, очевидно,

$$A = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \exp \left\{ a \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0 - \sigma H_0 \cos(\omega t)}{0,6 \Delta\nu_{\text{доп}}} \right)^2 \right] \right\} \cos(\omega t) d(\omega t). \quad (2)$$

Полагая, что ν мало отличается от ν_0 , находим, что эффективность работы системы (ее дискриминационные возможности) определяется величиной

$$S = \left(\frac{dA}{d\nu} \right)_{\nu=\nu_0} = \frac{8ab}{0,6 \pi \Delta\nu_{\text{доп}}} \int_0^{\pi/2} \exp \{ a \exp [-b^2 \cos^2(\omega t)] \} \times \exp [-b^2 \cos^2(\omega t)] \cos^2(\omega t) d(\omega t). \quad (3)$$

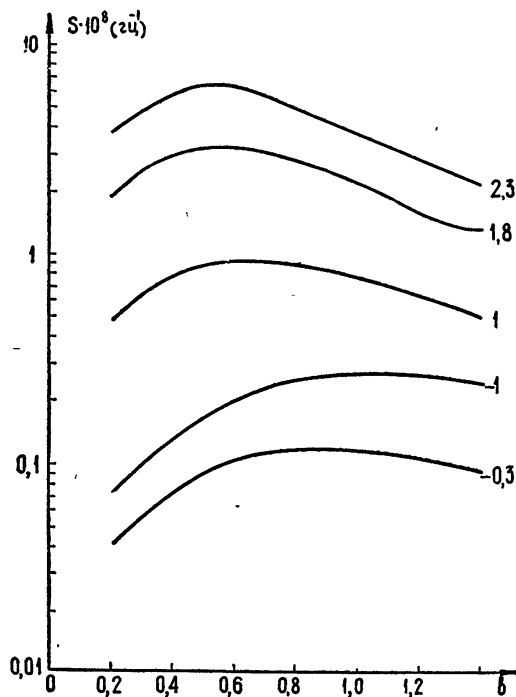


Рис. 1.

При $\Delta\nu_{\text{доп}} = 3,60 \cdot 10^8 \text{ гц}$ значения S были вычислены на ЭВМ при различных значениях a и $b = aH_0/0,6\Delta\nu_{\text{доп}}$; результаты представлены на рис. 1, где приведены кривые $S \cdot 10^8$ как функции b при различных значениях параметра a , отмеченных на кривых. Для удобства графики построены в логарифмическом масштабе.

Из рис. 1 видно, что при $a > 0$ значения S существенно больше, чем при $a < 0$, и оптимум достигается при меньших значениях b , т. е. может быть реализован при меньших уровнях H_0 . Отсюда следует, что предпочтительнее работа разрядной трубки в усилительном режиме, что и достигается применением гелиево-неоновой смеси**. С ростом $|a|$ чувствительность системы растет, но, разумеется, слишком

* Формула (1) и дальнейшие справедливы в отсутствие эффекта насыщения. Обычно это имеет место вследствие малой мощности стабилизируемого лазера, работающего в одночастотном режиме

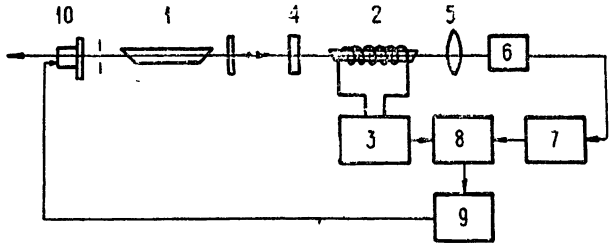
** Существенное усиление при этом легко получается на волне $3,39 \text{ мк}$. На волне $0,63 \text{ мк}$ это практически невозможно.

большие значения a могут привести к эффекту насыщения (в трубке или фотоприемнике), при котором проведенный расчет теряет силу.

Перейдем к описанию разработанной аппаратуры. Блок-схема установки приведена на рис. 2. Стабилизированный лазер 1, с окнами Брюстера, работал на волне $3,39 \text{ мк}$ в одночастотном режиме. Для получения последнего применялось как обычно, диафрагмирование излучения вну-

Рис. 2. Блок-схема установки:

1—ОКГ, 2—зеemanовская ячейка, 3—генератор, 4—четвертьволновая пластинка, 5—линза, 6—фотодиод, 7—усилитель, 8—фазовый детектор, 9—усилитель постоянного тока (УПТ) и катодный повторитель (КП); 10—пьезоцилиндр.



три резонатора, длина которого $\sim 40 \text{ см}$. Излучение одного из выходов резонатора использовалось в схеме гетеродина для сбивания с излучением второго лазера, а другой выход резонатора поступал в усилительную трубку 2, имеющую окна под углом $\sim 10^\circ$ и наполненную смесью $\text{Ne}^3\text{-Ne}^{20}$ с отношением давлений $5,7:1$; применялись трубки с общим давлением $0,6$ и $1,2 \text{ тор}$. Разряд трубки длиной $\sim 19 \text{ см}$ производился постоянным током. Трубка размещалась внутри многослойной катушки, создававшей продольное переменное магнитное поле, приблизительно равномерное вдоль длины разряда. Катушка являлась индуктивностью колебательного контура лампового генератора 3, работавшего на частоте $\sim 50 \text{ кгц}$. Между лазером и усилительной трубкой была установлена (с возможностью плавной регулировки ее ориентации) четвертьволновая пластинка 4 из кристаллического кварца.

После усилительной трубки излучение фокусировалось линзой 5 и поступило на фотодиод 6 (InSb , охлаждаемый жидким азотом). Выход последнего поступал на усилитель на частоту $\sim 50 \text{ кгц}$ с полосой $\sim 7 \text{ кгц}$, собранный на полупроводниках и имевший усиление $\sim 3 \cdot 10^5$. После фазового детектора (и RC -цепочки) 8 следует УПТ 9 с усилением ~ 80 и КП; выход последнего подается на пьезоцилиндр 10, на котором укреплено одно из зеркал резонатора лазера. Этим и осуществляется, как обычно, автоматическая стабилизация частоты лазерного излучения.

Частота переменного магнитного поля взята сравнительно большой ($\sim 50 \text{ кгц}$) для увеличения частотного диапазона работы системы автоматики, что позволяет уменьшить сравнительно высокочастотные флуктуации, т. е. улучшить кратковременную стабильность частоты излучения.

Примененные усилительные трубки создавали усиление ~ 5 (при $0,6 \text{ тор}$) и ~ 10 (при $1,2 \text{ тор}$), т. е. значения $a = 1,6 \div 2,3$. Согласно рис. 1, этому соответствуют оптимальные значения $b = \alpha H_0 / 0,6 \Delta \nu_{\text{доп}} = 0,6 \div 0,53$. При $\Delta \nu_{\text{доп}} \approx 3,6 \cdot 10^8 \text{ гц}$ оптимальные значения $H_0 \approx 86 \div 76 \text{ эрст}$. В нашей установке, однако, H_0 равнялось примерно 40 эрст . Существенно большее значение H_0 весьма усложнило бы постройку генератора и экранировку усилителя. Впрочем, из рис. 1 видно, что принятое уменьшение H_0 против оптимального несущественно уменьшило эффективность работы схемы ($\sim \text{на } 25\%$).

Исследование системы автоматики проводилось методом, описанным в работе [4]. Полученный коэффициент стабилизации частоты составил $150\text{—}200$; эффективный диапазон работы системы с существенным снижением уровня флуктуаций частоты простирался примерно до 1000 гц .

В процессе наладки установки было обнаружено явление, не описанное ранее в литературе: даже небольшая поляризационная анизотропия фотодиода может существенно изменить значение стабилизируемой частоты излучения. Особенно наглядно оно проявлялось при размещении перед фотодиодом поляроида: вращение поляроида вокруг его оси позволяло изменять стабилизируемую системой частоту в пределах всей зоны генерации лазера.

Для объяснения явления предположим, что вследствие не совсем точной установки четвертьволновой пластинки на вход усилительной трубки поступают ПКП и ЛКП (волны правой и левой круговой поляризации), амплитуды которых равны A и B соответственно. Будем считать, что магнитное поле H изменяется по закону меандра. Пусть при одном знаке H усиление трубкой ПКП по амплитуде равно k_1 и соответствующий дополнительный (из-за дисперсии среды) набег фазы ψ_1 , а для ЛКП соответственно k_2 и ψ_2 . При другом знаке H значения k_1 и k_2 , ψ_1 и ψ_2 поменяются местами. Полагая, что фотодиод изотропен, т. е. его чувствительность не зависит от поляризации приходящего излучения, легко получить, что разность его выходов при одном и другом знаке H будет пропорциональна величине

$$(k_1^2 - k_2^2)(A^2 - B^2). \quad (4)$$

Следовательно, эта разность (и вместе с ней сигнал ошибки в схеме автоматики) будет равняться нулю лишь при $k_1 = k_2$ (полагаем $A \neq B$). Последнее равенство имеет место для средней частоты линии перехода активной среды усилительной трубки ν_0 , и под эту частоту система автоматики и будет подстраивать частоту излучения лазера.

Ситуация изменится, если фотодиод имеет поляризационную анизотропию. Положим, что при направлении электрического вектора волны, составляющем угол χ с некоторым исходным направлением, эффективность работы фотодиода максимальна и равна γ_1 , а при перпендикулярном направлении — минимальна и равна γ_2^* . Тогда, как показывают элементарные выкладки, разность его выходов при разных знаках H будет пропорциональна

$$\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} (k_1^2 - k_2^2)(A^2 - B^2) - 2ABk_1k_2(\gamma_1 - \gamma_2) \sin(\psi_1 - \psi_2) \sin(2\chi). \quad (5)$$

Заметим, что для частот вблизи ν_0 $\dot{\psi}_1$ и $\dot{\psi}_2$ имеют противоположные знаки, а $\psi_1 - \psi_2$ равен удвоенному углу поворота плоскости поляризации в эффекте Фарадея. Из (5) следует, что частота излучения, при которой сигнал ошибки автоматики равен нулю, будет зависеть (из-за анизотропии фотодиода и эффекта Фарадея) от угла χ и вообще может существенно отличаться от ν_0^{**} . Для исключения этого необходимо добиваться, согласно (5), равенства $B = 0$ (или $A = 0$), т. е. весьма тщательной юстировки четвертьволновой пластинки.

Была применена следующая методика проведения этой юстировки: перед линзой 5 устанавливался поляроид, который мог вращаться вокруг своей оси. Частота излучения лазера сканировалась путем подачи переменного напряжения ~ 200 гц на пьезоцилиндр; часть этого напряжения использовалась для развертки осциллографа, на экране которого наблюдалось напряжение (продетектированное) на выходе

* Обнаруженная в эксперименте анизотропия фотодиода может быть следствием либо механических напряжений в материале окошка фотодиода, либо температурных напряжений кристалла фотодиода из-за охлаждения жидким азотом.

** Следует иметь в виду, что практически возможные значения $k_1^2 - k_2^2$ существенно меньше значений k_1k_2 .

усилителя 50 кгц. Резкий провал на осциллограмме указывал значение частоты, которую будет стабилизировать система автоматики. Вращение поляроида периодически смещало положение провала. Производилась тщательная юстировка четвертьволновой пластинки, чтобы указанное смещение было по возможности минимальным (не более 2—4 Мгц).

Еще одно явление искажало работу установки: переменное магнитное поле индуцировало в трубке переменное электрическое поле, вследствие чего происходила небольшая амплитудная модуляция сигнала на выходе трубки. Легко видеть, что этот эффект находится в квадратуре относительно полезного сигнала и правильный подбор фазы опорного напряжения в фазовом детекторе может его влияние исключить. Однако строго установить нужную фазу затруднительно, к тому же усилитель может перегрузиться вредным сигналом. Для компенсации указанного эффекта от генератора частоты 50 кгц было взято напряжение в соответствующей фазе и подведено к цепи питания трубки.

Для исследования стабильности и воспроизводимости частоты излучения по описанному принципу были построены, как уже отмечалось, две идентичные установки. Излучения лазеров смешивались на фотодиоде; сигнал разностной частоты усиливался и поступал на спектр-анализатор типа С4-8, с помощью которого производились наблюдения за уходами разностной частоты. Параллельно сигнал подавался на электронносчетный частотомер ЧЗ-9, который записывал на ленту значения разностной частоты через равные промежутки времени*. На рис 3 в качестве примера приведены значения разностной частоты, записанные в течение 20 минут.

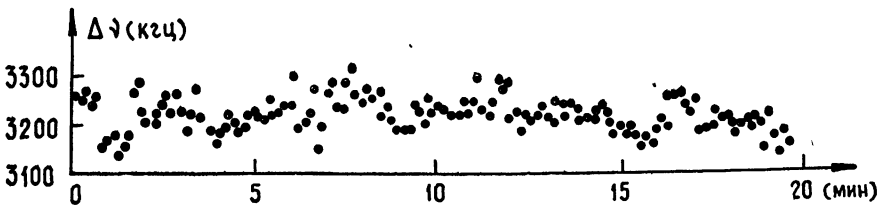


Рис. 3.

Анализ экспериментальных данных по изучению стабильности частоты излучения лазера показал, что средняя квадратичная нестабильность частоты за одну минуту составляет примерно $2 \cdot 10^{-10}$, а при наблюдениях за уходами частоты в течение 20—30 минут получена нестабильность частоты $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ **.

Для вопроса воспроизводимости представляло интерес исследование влияния тока разряда усилительной трубки I_p на стабилизируемую частоту. При давлении 0,6 тор изменение частоты при изменении I_p , на 1 ма (в диапазоне от 10 до 30 ма) составляло $\Delta\nu/\Delta I_p = 0,57 \text{ Мгц} \cdot \text{ма}^{-1}$ а при давлении 1,2 тор — $1 \text{ Мгц} \cdot \text{ма}^{-1}$.

Изучалось также расхождение частот излучений обеих установок при наполнении усилительных трубок газовой смесью с разными давлениями. При токах 19 ма и давлениях 0,6 тор в обеих усилительных

* Частота излучения, очевидно, зависит от постоянного магнитного поля вдоль катушки. При проведении опытов мы этим воспользовались через катушку (через большую индуктивность) пропускался регулируемый по величине постоянный ток. Этим приходилось пользоваться в том случае, если разностная частота превышала удобный диапазон наблюдения (до $\sim 10 \text{ Мгц}$).

** Данные по стабильности были получены для усилительных трубок с давлением газовой смеси 1,2 тор.

трубках частоты расходились на 3 Мгц, а при давлениях 1,2 тор — на 4 Мгц. Когда же в одной установке стояла усилительная трубка с давлением 0,6 тор, а в другой с давлением 1,2 тор, расхождение частот составляло 24 Мгц*.

Следует заметить, что аналогичные исследования проводились в работе Уайта [5] на длине волны 0,63 мк (при больших давлениях). В общих чертах полученные нами зависимости аналогичны данным этой работы.

Изменение параметров радиосхемы (как, например, существенное изменение сигнала ошибки, уменьшение усиления усилителя 50 кгц в 5 раз, уменьшение амплитуды магнитного поля в 2 раза и т. д.) изменяло разностную частоту не больше, чем на 0,5 Мгц.

Описанный метод позволил получить частоту излучения He-Ne лазера на волне 3,39 мк со стабильностью порядка $2 \cdot 10^{-9}$ за 20—30 мин. Применение продольного постоянного магнитного поля в усилительной трубке дает возможность перестраивать рабочую частоту лазера.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность И. Л. Берштейну за руководство и помощь в работе, И. А. Андроновой за постоянное внимание к работе и ряд ценных советов, Д. П. Степанову за полезные консультации. Также автор пользуется возможностью поблагодарить Ф. Х. Хабибрахманова за проведение некоторых расчетов и И. В. Волкова за помощь в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Birnbaum, Proc. IEEE, 55, № 6, 1015 (1967).
2. A. D. White, E. J. Gordon, E. F. Labuda, Appl. Phys. Letters, 5, № 5, 97 (1964).
3. С. А. Алякишев, Д. В. Гордеев, Е. П. Остапченко, Э. Б. Колесова, В. П. Коронкевич, Измерительная техника, № 1, 31 (1968).
4. Д. П. Степанов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 4, 514 (1968).
5. A. D. White, Appl. Phys. Letters, 10, № 1, 24 (1967).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
11 октября 1968 г.

HE-NE LASER FREQUENCY STABILIZATION AT THE WAVELENGTH 3.39 μ

E. I. Tsetsegova

The author describes the system of the gas laser frequency stabilization using Zeeman splitting of amplification contour in the external gas cell placed in a variable longitudinal magnetic field. The mean square frequency instability for 1 min amounts to $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ and that for 20—30 min is equal to $\sim 2 \cdot 10^{-9}$.

* Стабилизируемая частота может в некоторой мере зависеть также и от соотношения парциальных давлений смесей; эта зависимость в работе не исследовалась.