

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 9, стр. 525 – 528

5 мая 1972 г.

## ЧАСТОТНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОД

15  
Н. Г. Басов, М. А. Губин, В. В. Никитин,  
Е. Д. Проценко, В. А. Степанов

В настоящее время для стабилизации частоты газовых ОКГ широко используется метод нелинейно-поглощающей ячейки, в основе которого лежит эффект образования узких резонансов при насыщении поглощения газа низкого давления [1]. Так, для He – Ne-лазера на пе-

переходе 3,39 мк с метановой поглощающей ячейкой долговременная стабильность частоты, полученная в лабораторных условиях составляет  $\sim 10^{-12}$  [2,3], кроме того в [4] сообщено о достижении стабильности частоты  $\sim 10^{-13}$  при времени усреднения 100 сек.

Дальнейший прогресс в данном методе стабилизации связан с возможностями сужения резонанса и увеличения его амплитуды, что впервые было осуществлено в [5] на основе эффектов конкуренции бегущих волн кольцевого лазера.

В данной работе сообщается о результатах по стабилизации частоты He-Ne-лазера ( $\lambda = 3,39$  мк) по инвертированному лэмбовскому провалу в метане с использованием эффектов взаимодействия аксиальных мод анизотропного резонатора Фабри - Перо. Как показано в [6], в таком лазере для двух аксиальных мод с расстоянием  $\omega_{12}$  существенно меньшим однородной ширины линии в области симметричной настройки имеет место устойчивый двухмодовый режим с сильной связью. Последнее, в частности, означает, что наличие незначительной разницы в потерях (или усилении) взаимодействующих мод приводит к резкому перераспределению их интенсивности. С помощью поглощающей ячейки можно избирательным образом изменить потери для той из мод, частота которой совпала с центром линии поглощения  $\omega_-$ . Аналогичный эффект может быть при симметричном положении мод относительно  $\omega_-$ .

Действительно, можно показать, что интенсивность одной моды в двухмодовом лазере с поглощающей ячейкой определяется выражением:

$$E_i^2 = \frac{(a_i \beta_j - a_j \theta_{ij}) - a_i \beta'_j + a_j \theta'_{ij}}{(\beta_i \beta_j - \theta_{ij} \theta_{ji}) - \beta_i \beta'_j - \beta_j \beta'_i + \theta'_{ij} (\theta_{ij} + \theta_{ji})} ; \quad (1)$$

$$(i, j = 1, 2)$$

где  $a_i, \beta_i, \theta_{ij}$  — коэффициенты поляризуемости среды [7]. Наличие метановой ячейки формально учтено введением добавок  $\beta'_i, \theta'_{ij}$  к коэффициентам  $\beta_i$  и  $\theta_{ij}$  ( $\beta'_i \ll \beta_i, \theta'_{ij} \ll \theta_{ij}$ ). В пренебрежении нерезонансными членами эти добавки можно представить в виде

$$\beta'_i = B \frac{\gamma_-^2}{\gamma_-^2 + (\omega_i - \omega_-)^2} ; \quad \theta'_{ij} = B \frac{\gamma_-^2}{\gamma_-^2 + (\omega_i - \omega_- - \frac{\omega_{12}}{2})^2} , \quad (2)$$

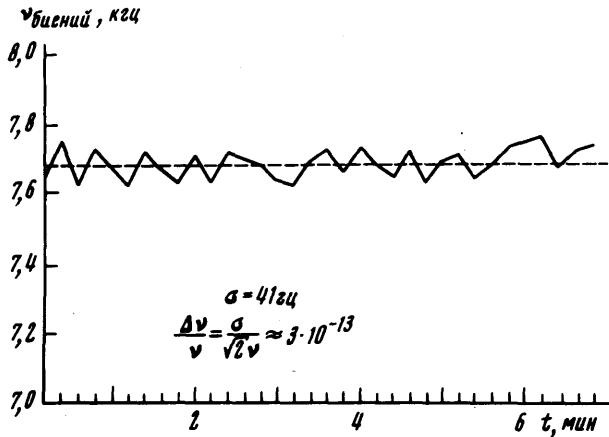
где  $B$  — константа, определяемая спектроскопическими характеристиками рабочего перехода  $\text{CH}_4$ , населенностями уровней и т. д.,  $\gamma_-$  — однородная ширина линии  $\text{CH}_4$ . Из (1) нетрудно видеть, что в поле одной моды существуют три резких структуры, соответствующие резонансам функций  $\beta'_i, \theta'_{ij}, \beta'_j$ . Ограничимся рассмотрением резонанса  $\beta'_i$ , и для упрощения рассмотрим случай симметричного положения мод относительно центра линии усиления. Пренебрегая чле-

нами с  $\theta'_{ij}$  и  $\beta'_j$ , получаем из (1)

$$E_i^2 = \frac{\alpha(1 - 2x/\Delta)}{2\beta\left(1 - B \frac{\gamma_-^2}{\gamma_-^2 + (\omega_i - \omega_-)^2}\right)} \quad (3)$$

здесь  $\alpha, \beta$  – коэффициенты поляризуемости, взятые в симметричном положении,  $x$  – отклонение моды от этого положения,  $\Delta$  – диапазон устойчивой двухмодовой генерации [6]. В предположении  $\gamma_- \ll \Delta$  и сильной межмодовой связи, означающей близость разности к нулю,  $E_i^2$  представляет собой лоренциан с шириной  $\Gamma = \gamma\sqrt{\epsilon}$ , где  $\epsilon = 1 - [B/2(\beta - \theta)]$ . Величина  $\epsilon$  реально может быть сделана  $\sim 10^{-2}$ , что означает значительное сужение резонанса и резкое увеличение его контрастности по сравнению с одномодовым режимом. Возможность экспериментального осуществления описанных эффектов показана в [8] для He – Ne лазера ( $\lambda = 3,39 \text{ мк}$ ) с внутренней метановой ячейкой, работающего в режиме устойчивой генерации двух аксиальных мод с взаимно ортогональными поляризациями.

В данной работе проводилась частотная стабилизация указанного лазера по контрастному пику на частоте  $\omega_-$  с помощью внешней системы автоподстройки частоты.



Установка для измерения долговременной стабильности аналогична использованной в работе [9] и состояла из двух идентичных лазеров, излучение которых смешивалось на фотодетекторе. Полученный сигнал биения разностной частоты измерялся частотомером с временем усреднения 10 сек. На рисунке приведен дрейф частоты биений за 7 мин. Среднеквадратичное отклонение от среднего значения составляет 40 гц, что соответствует долговременной стабильности одного лазера  $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ .

Помимо измерения долговременной стабильности лазера проводилась экспериментальная оценка воспроизводимости частоты, которую

можно ожидать в данном методе. Как следует из (1) центр резонанса в двухмодовом режиме отстроен от  $\omega_-$  на величину  $\delta = \epsilon\gamma^2/2\Delta$

которая составляет  $\sim 100$  гц при обычно используемых режимах работы лазера. Измерения зависимости  $\delta$  от рабочих параметров установки (давления газов, накачки,  $\omega_{12}$ ) показывают, что если поддерживать эти параметры с точностью 1%, то изменение  $\delta$  составит несколько герц. При этом положении центра линии  $\text{CH}_4$  будет фиксировано с точностью  $\sim 10$  гц, что соответствует воспроизводимости частоты лазера  $\sim 10^{-13}$ . Дальнейшая оптимизация характеристик резонансов и повышение помехозащищенности установки позволит, по нашему мнению, поднять долговременную стабильность частоты до  $\sim 10^{-14}$ .

В заключении отметим, что рассматриваемые высокостабилизированные двухчастотные генераторы, работающие на ортогонально поляризованных типах колебаний, расстояние между которыми может изменяться от единиц до сотен мегагерц, являются чрезвычайно перспективными для лазерной интерферометрии.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 марта 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967.
- [ 2 ] М.В.Данилейко. Кандидатская диссертация, ФИАН, 1971.
- [ 3 ] С.Н.Багаев, А.К.Дмитриев, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, 15, 291, 1972.
- [ 4 ] R.L.Barger, I.L.Hall. Intern. Quantum Electronics Conference Kyoto, Japan, September, 1970.
- [ 5 ] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин, А.Н.Оравский. Письма в ЖЭТФ, 12, 145, 1970.
- [ 6 ] М.А.Губин, А.И.Попов, Е.Д.Проценко. Квантовая электроника, №4, 34, 1971.
- [ 7 ] W.E.Lamb, Jr. Сб. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М., Изд-во Мир, 1966, стр. 281.
- [ 8 ] М.А.Губин, А.И.Попов, Е.Д.Проценко. Квантовая электроника, №3, 99, 1971.
- [ 9 ] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. Квантовая электроника, №1, 42, 1971.