

*Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 5, стр. 292 – 296*

*5 сентября 1974 г.*

**О ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ ЧАСТОТЫ He – Ne ЛАЗЕРА  
С МЕТАНОВОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ**

*С.Н.Багаев, Е.В.Бакланов, Е.А.Титов, В.П.Чебошаров*

1. Нелинейные оптические резонансы служат репером для стабилизации частоты излучения лазеров. Настроив частоту по резонансу можно добиться высокой воспроизводимости частоты, т.е. точности, с которой удается воспроизводить частоту излучения лазеров от включе-

ния к включению. Эта характеристика лазеров представляет наибольший интерес для научных и практических приложений стабильных по частоте лазеров. Различные физические факторы влияют на положение и форму резонансов, а, следовательно, и на воспроизводимость частоты.

Столкновительный сдвиг [1], квадратичный эффект Доплера [2], эффект отдачи [3] не препятствуют достижению воспроизводимости частоты  $10^{-13} + 10^{-14}$ , которая была получена с помощью He - Ne лазера с метановой ячейкой [1, 2]. Недавно теоретически [4] и экспериментально [5] была обнаружена магнитная сверхтонкая структура (МСТС) на переходе метана  $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$  ( $F_2^{(2)}$  компонента линии  $P(7)$  полосы  $\nu_3$ ), который использовался для стабилизации частоты. Нелинейный резонанс мощности в основном образован тремя сильными компонентами МСТС, частоты перехода которых  $\omega_k$  могут быть записаны как  $\omega_k = \omega_0 + k \Delta$  ( $k = 0, \pm 1$ ), где  $\Delta = 14,2 \text{ кГц}$  [4] и  $11,4 \text{ кГц}$  [5]. Интенсивности рассматриваемых трех компонент относятся как  $0,85 : 1 : 1,15$  [4]. Различные насыщения компонент МСТС приводят к дополнительному влиянию поля и давления на положение резонанса, что может ограничить воспроизводимость частоты лазера на уровне  $\sim 10^{-12}$  [4, 5].

В этой работе мы описываем эксперименты по воспроизводимости частоты и приводим результаты теоретических исследований влияния МСТС на положение резонанса. Анализ показал, что в определенных режимах работы He - Ne лазера с поглощающей ячейкой МСТС не препятствует достижению воспроизводимости  $10^{-13} + 10^{-14}$ , что согласуется с результатами [1, 2].

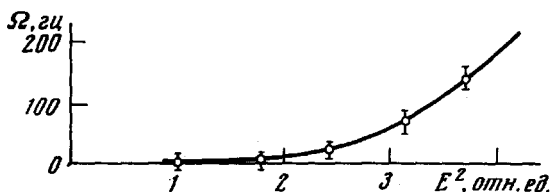


Рис. 1. Экспериментальная зависимость сдвига частоты лазера, стабилизированного по пику мощности, при изменении поля в резонаторе

2. Эксперименты были выполнены с двумя He - Ne лазерами. Диаметр пучка в ячейках поглощения  $\sim 1 \text{ см}$ , длина ячеек  $\sim 3 \text{ м}$ , длина активной части  $\sim 2 \text{ м}$ . Детальная схема измерений разности частот лазеров с помощью акустического модулятора и результаты исследований стабильности частоты приведены в [6]. Использование лазера с длинной ячейкой поглощения и большим диаметром луча в усиливающей и поглощающей трубках позволило получить интенсивные резонансы с шириной  $30 + 50 \text{ кГц}$  при низких давлениях газа  $5 \cdot 10^{-4} + 10^{-3} \text{ тор}$  и малых насыщениях поглощения (параметр насыщения  $\kappa = 0,1 + 0,3$ ). Настройка на вершину резонанса осуществлялась по нулю сигнала ошибки в системе АПЧ (автоматическая подстройка частоты) при частотной модуляции (ЧМ) излучения лазера, причем частота модуляции составля-

ла 15 кГц. Параметры резонанса позволяли довести амплитуду девиации частоты лазера до нескольких сот герц и существенно уменьшить влияние паразитной модуляции добротности, которая влияла на воспроизводимость частоты. На рис. 1 дана зависимость смещения частоты одного из лазеров при изменении поля в резонаторе. В области малых полей (параметр насыщения 0,1 + 0,3) его изменение в два раза смещало частоту на ±20 Гц. Знак и величина сдвига определялись в основном настройкой резонаторов лазеров и систем АПЧ. Вблизи режима оптимального для стабилизации средне-квадратичное отклонение при 30 независимых настройках лазеров было равно 4, 5 Гц (для одного лазера 3,2 Гц). Средние значения разностной частоты отличались не более чем на 2 Гц. Мощность генерации выбиралась оптимальной для получения сигнала ошибки, что позволило устанавливать одинаковые параметры насыщения ( $\kappa \sim 0,3$ ) в ячейках обоих лазеров.

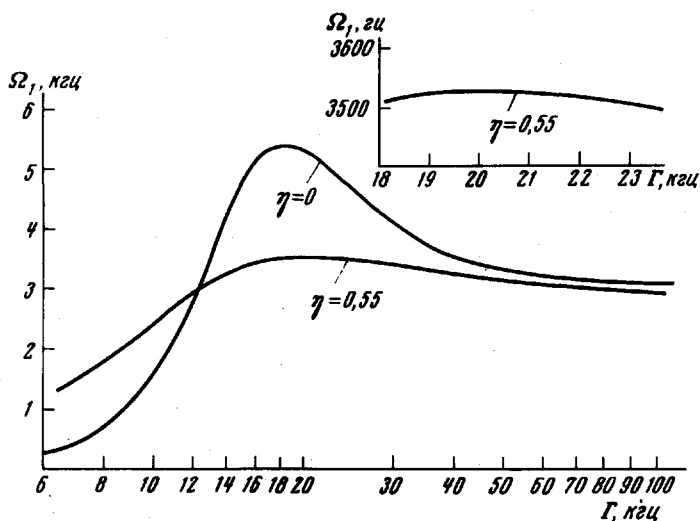


Рис. 2. Смещение стабилизированной частоты лазера, обусловленное МСТС метана, при изменении давления ( $\Gamma$  — полуширина отдельной компоненты МСТС, зависящая от давления),

3. В отличие от других работ в нашем эксперименте частота модуляции была близка к полуширине резонанса, а индекс модуляции был много меньше единицы. Спектр излучения в этом случае содержит две боковые частоты. Стабилизированной частоте излучения лазера соответствовало положение, при котором поглощение слабых компонент ЧМ сигнала одинаково и амплитудная модуляция выходного сигнала отсутствует. При асимметрии контура, связанной с МСТС, эта частота не совпадает с максимумом резонанса (рис. 2, 3).

Нами была решена задача о поглощении частотно-модулированного сигнала в поле стоячей волны с учетом трех сильных компонент МСТС с точностью до четвертого порядка по полю.  $\Omega$  – расстройка стабилизированной частоты относительно центрального компонента МСТС дается выражением:

$$\Omega = \phi(\Gamma, \Delta, \eta) + \kappa F(\Gamma, \Delta, \eta), \quad (1)$$

где  $\Gamma$  – полуширина отдельной компоненты, определяемая столкновениями,  $\eta = f/2\Delta$ ,  $f$  – частота модуляции,  $\kappa = 2|d_o|^2 E^2 (\gamma_m^{-1} + \gamma_n^{-1}) / \hbar^2 \Gamma$  – параметр насыщения на переходе  $k=0$ ,  $d_o$  – дипольный матричный элемент перехода,  $\gamma_m, \gamma_n$  – обратные времена жизни верхнего и нижнего уровней,  $2E$  – амплитуда поля стоячей волны.

Результаты вычисления функций  $\Omega_1 = \phi(\Gamma, \Delta, \eta)$  и  $\Omega_2 = \kappa F(\Gamma, \Delta, \eta)$  для  $\eta = 0$  (максимум резонанса) и  $\eta = 0,55$  приведены на рис. 2, 3. Анализ кривых показывает, что при наличии МСТС использование частотной модуляции существенно уменьшает зависимость сдвига частоты стабилизированного лазера как от давления (т.е. от  $\Gamma$ ), так и от поля.

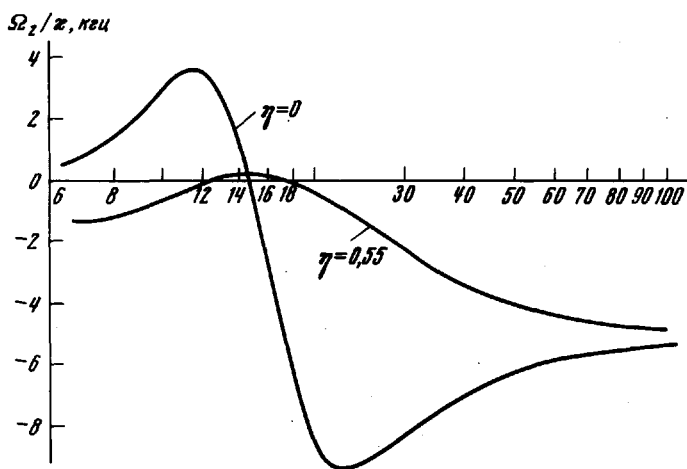


Рис. 3. Полевая зависимость сдвига стабилизированной частоты лазера

4. Поскольку параметр насыщения может быть выбран очень малым, то принципиально важным является зависимость  $\Omega$  от давления, описываемая первым членом в (1). Как следует из рис. 2 для  $\Gamma \sim 20$  кГц (давление  $\sim 10^{-3}$  тор) при изменении давления на 10% для  $\eta = 0,55$  ( $\Delta \sim 14$  кГц) величина  $\Omega_1$  лежит в пределах  $3 \pm 10$  гц, что объясняет воспроизводимость частоты по давлению, полученную в [1, 2]. Оценим влияние поля на сдвиг частоты. Рис. 3 показывает, что не только величина, но и знак полевого сдвига зависит от  $\Gamma$ . В области  $\Gamma \sim 11 + 20$  кГц при  $\kappa \sim 0,3$  и изменении  $\kappa$  на 10% полевое смещение частоты находится в интервале от 4 до  $-10$  гц и согласуется с экспериментом,

Таким образом, режим стабилизации частоты, использованный в [1, 2], обеспечивает воспроизводимость  $10^{-13}$  +  $10^{-14}$ . Отметим, что режимы стабилизации частоты, которые использовались в других работах [7 – 9] не являются оптимальными для получения такой воспроизводимости. При  $\Gamma \sim 100$  кГц и  $\kappa \sim 1$  изменение поля на 10% приводит к сдвигам  $\sim 300$  кГц, что ограничивает воспроизводимость на уровне  $10^{-11}$  +  $10^{-12}$  и находится в согласии с результатами [7 – 9].

В заключении отметим, что описанный способ настройки на резонанс может существенно уменьшить влияние других физических факторов на воспроизводимость частоты (квадратичный эффект Доплера, эффект отдачи и т.п.).

Авторы выражают глубокую благодарность Л.С.Василенко, Б.И.Трошину за полезные советы и дискуссии, К.А.Бикмухаметову за большую помощь в проведении контрольных экспериментов, Ю.П.Ткаченко и А.К.Маслову за помощь при монтаже установки.

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
5 июля 1974 г.

## Литература

- [1] С.Н.Багаев, Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, **16**, 344, 1972.
- [2] С.Н.Багаев, В.П.Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, **16**, 614, 1972.
- [3] Е.В.Бакланов. Нелинейные процессы в оптике, вып. 3, 117 (материалы III Вавиловской конференции по нелинейной оптике, 1973).
- [4] K.Shimoda. Japan J. of Appl. Phys., **12**, 1393, 1973.
- [5] J.L.Hall, C.Bordé. Phys. Rev. Lett., **30**, 1101, 1973.
- [6] С.Н.Багаев, В.П.Чеботаев. Нелинейные процессы в оптике, вып. 3, 107 (материалы III Вавиловской конференции по нелинейной оптике, 1973).
- [7] R.L.Barger, J.L.Hall. Phys. Rev. Lett., **22**, 4, 1969.
- [8] Н.В.Кошелявский, В.И.Татаренков, А.Н.Титов. Письма в ЖЭТФ, **15**, 461, 1972.
- [9] Н.Г.Басов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. Письма в ЖЭТФ, **12**, 95, 1970.