

*Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 235 – 238*

*20 августа 1971 г.*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕХ МОД ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА В ОБЛАСТИ ЗАХВАТА

*С. А. Гончуков, О. Е. Породинков, Е. Д. Проценко,  
В. А. Семчишен*

1. К настоящему времени имеется большое количество работ по изучению временных характеристик лазеров в режиме синхронизации мод [1]. Изучение же спектральных свойств проводилось в основном теоретически [2 – 4].

В настоящей работе сообщается о результатах исследования спектральных свойств излучения в области захвата мод. Экспериментальные измерения были проведены на  $\text{He} - \text{Ne}^{20}$  лазере с длиной волны  $0,63 \mu\text{м}$ . Лазер обеспечивал генерацию на трех аксиальных модах с расстоянием между ними  $380 \text{ Мц}$ . Выделяемые с германиевого фотодиода межмодовые биения усиливались и подавались на радиочастотный смеситель. Полученный таким образом сигнал малых биений (разностной частоты между биениями мод) регистрировался непосредственно на осциллографе.

2. На рис. 1 представлены осциллограммы сигнала малых биений при сканировании лазера в области симметричной настройки трех мод относительно центра линии  $\omega$ . В области захвата, составляющей в нашем случае  $\sim 40 \text{ Мц}$ , сигнал имеет сложную форму с характерным узким резонансом при симметричной настройке  $x = \omega - \nu_2 = 0$ , где  $\nu_2$  – частота второй моды. Причем, резонанс при малых давлениях

газа направлен вниз, а при больших – вверх. При переходном давлении, равном в нашем случае 2 тор, сигнал имеет вид, представленный на рис. Ф.б. Здесь обращает на себя внимание отсутствие захвата мод в малой окрестности  $x = 0$ , составляющей 2 + 3 Мк.

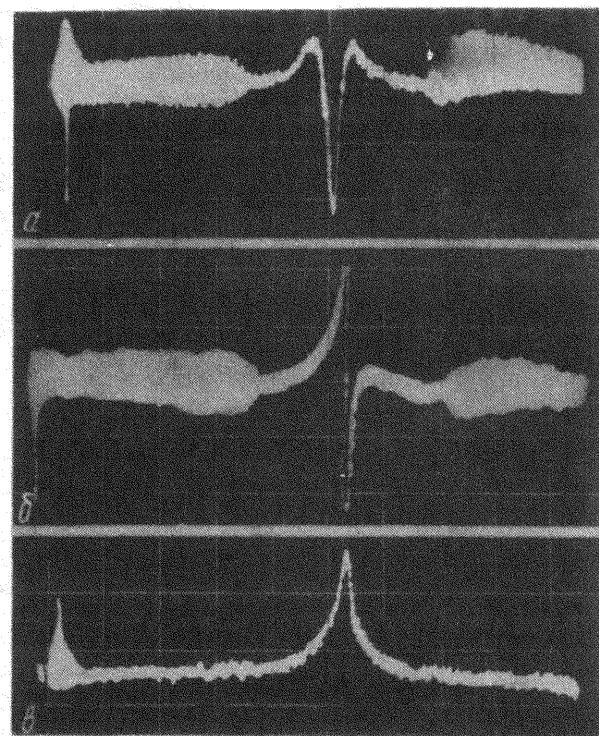


Рис. 1. Осцилограммы малых биений для давления газа:  $a - 1,6 \text{ тор}$ ,  $b - 2 \text{ тор}$ ,  $c - 2,5 \text{ тор}$ . Длина развертки осциллографа соответствует  $200 \text{ Mc/s}$

Нетрудно показать, что сигнал малых биений пропорционален  $E_2^2 E_1 E_3 \cos \psi$ , где  $E_i$  – амплитуда поля  $i$ -ой моды, а  $\psi$  – относительный фазовый угол. Поведение полей от расстройки в области  $x = 0$  обусловлено в основном конкуренцией мод, которая приводит к существенному изменению  $E_1$  и  $E_3$ , в то время как  $E_2^2$  меняется слабо. Величина  $E_2^2 E_1 E_3$  всегда имеет максимум при  $x = 0$  и, следовательно, переворот резонанса связан с  $\psi$ .

3. Пользуясь теорией Лэмба [2], можно записать для  $\psi$ :

$$\dot{\psi} = \sigma + A \sin \psi + B \cos \psi, \quad (1)$$

где  $\sigma$  – член, учитывающий затягивание и взаимодействие

$$\begin{aligned} A &= 2E_1 E_3 \eta_{13} - E_2^2 E_1 E_3^{-1} \eta_{21} - E_2^2 E_3 E_1^{-1} \eta_{23}, \\ B &= -(2E_1 E_3 \xi_{13} - E_2^2 E_1 E_3^{-1} \xi_{21} - E_2^2 E_3 E_1^{-1} \xi_{23}) \end{aligned} \quad (2)$$

$\eta$ ,  $\xi$  – лэмбовские коэффициенты.

Рассмотрим  $\psi$  при  $x = 0$ . В этом случае  $\sigma = B = 0$  и (1) имеет вид:  $\dot{\psi} = A \sin \psi$ . При  $A \neq 0$  это уравнение имеет решения:  $A > 0$ ,  $\psi = \pi$ ;  $A < 0$ ,  $\psi = 0$ .  $A = 0$  является особой точкой уравнения, однако в малой окрестности  $x = 0$ , где еще можно считать  $B = 0$ , учитывая сильное изменение  $\sigma$  от расстроики, справедливо записать:  $\dot{\psi} = \sigma$ . Отсюда имеем:  $\psi = \sigma t + \text{const}$ , т. е. захват мод отсутствует.

При  $x = 0$  можно считать  $E_1^2 = E_3^2 = \frac{1}{n} E_2^2$ , тогда из (2)

$A = 2E_1^2(\eta_{13} - n\eta_{21})$ . Для  $A = 0$  имеем:

$$n = \frac{2 \left( 1 + \frac{N_2}{\bar{N}} k \right)}{k \frac{N_2}{\bar{N}} - 1}$$

где

$$k = \frac{\gamma^2 - \frac{\Delta^2}{2}}{\gamma^2 + \frac{\Delta^2}{4}}$$

$\gamma$  — ширина линии,  $\Delta$  — расстояние между модами,  $\bar{N}$  и  $N_2$  — средняя плотность инверсии и ее вторая гармоника.

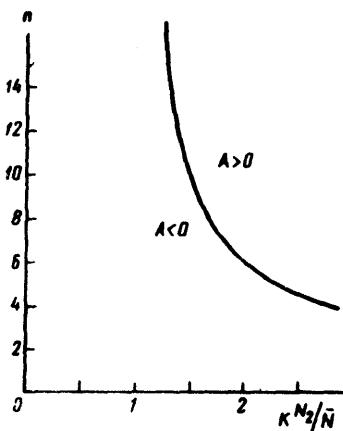


Рис. 2. Зависимость  $n$  от  $k(N_2/\bar{N})$  для  $A = 0$  при настройках мод вблизи  $x = 0$

На рис. 2, где показана представляющая интерес ветвь гиперболы (3) видно, что в зависимости от положения рабочей точки на графике, в окрестности  $x = 0$  может реализоваться режим захвата с  $\psi = 0$ ,  $\psi = \pi$  и захват может отсутствовать. Поскольку  $|k|$  с ростом давления уменьшается, то при соответствующих параметрах  $N_2/\bar{N}$  и  $\eta$  при увеличении давления последовательно реализуется захват с резонансом вниз, переходной и вверх.

Величина  $N_2/\bar{N}$  зависит от положения усилительной трубки в резонаторе, а также от разрядного тока, давления газа и диаметра трубы [5]. Последнее весьма существенно для капиллярного лазера и затрудняет проведение количественного сравнения теории с экспериментом.

**4.** В результате проведенного исследования выяснено, что в малой окрестности около симметричной настройки мод захват может исчезать. Сильное взаимодействие мод в области захвата обеспечивает получение узкого резонанса. Резонанс имеет ширину порядка  $10^{-2}$  от ширины однородной линии и контрастность 100%.

К настоящему времени резонансы с подобной шириной были получены на данном переходе при использовании поглощающей ячейки с йодом  $I_2^{129}$  и контрастность этих резонансов составила около 1% [6].

Очевидно, что полученные узкие структуры, ширина которых достигает  $2 - 3 \text{ мкм}$ , могут быть использованы для высокой стабилизации частоты излучения лазера относительно центра линии атомного перехода. Вероятно важным является то, что аналогичные резонансы могут быть получены в лазерах, работающих в режиме генерации трех мод, и на других переходах.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
8 июля 1971 г.

### Литература

- [1] P.W.Smith, Proc. IEEE, 58, 1342, 1970.
- [2] W.E.Lamb, Phys. Rev., A134, 1429, 1964.
- [3] D.G.C.Jones, M.D.Sayers, L.Allen, J. Phys., A2, 95, 1969.
- [4] A.Bambini, P.Burlamacchi, IEEE, J.Quant. Electr., QE-4, 101, 1968.
- [5] И.П.Мазанько, М.И.Молчанов, Н.Д.Д.Огурок, М.В.Свиридов. Оптика и спектроскопия, 30, 927, 1971.
- [6] G.R.Hanes, C.E.Dahlstrom, Appl. Phys. Lett., 14, 362, 1969.