

6. Смит Р. Полупроводники. М., 1962.  
 7. Zachos T. H., Ripper J. E. «IEEE J. Quant. Electr.», 1969, QE-5, 29.  
 8. Tsukada T. et al. «IEEE J. Quant. Electr.», 1973, QE-9, 356.  
 9. Dymont J. C. et al. «Proc. IEEE», 1972, 60, 726.

Поступила в редакцию  
 20.6 1976 г.  
 Кафедра  
 физики колебаний

УДК 535.14 : 621.001

Г. А. Ляхов  
 Ю. П. Свирко  
 Н. В. Суязов

## Порог возбуждения и выходная мощность газового лазера с двухфотонной пространственно-периодической накачкой

Предметом настоящей работы является расчет характеристик лазера с распределенной обратной связью (РОС), которая обеспечивается двухфотонной оптической накачкой (ДФОН). Эффекты двухфотонного поглощения сильного поля в газовой среде интенсивно исследовались до сих пор в целях спектроскопии высокого разрешения [1]. С другой стороны, использование ДФОН перспективно для получения генерации в дальнем инфракрасном диапазоне ( $\lambda > 10$  мкм) [2]. Помимо расширения диапазона ДФОН дает некоторые дополнительные возможности именно из-за улучшения селективности возбуждения вращательных молекулярных подуровней. Естественно поэтому рассмотреть лазерную схему с квазивстречными волнами накачки, которые обеспечивают и РОС [3].

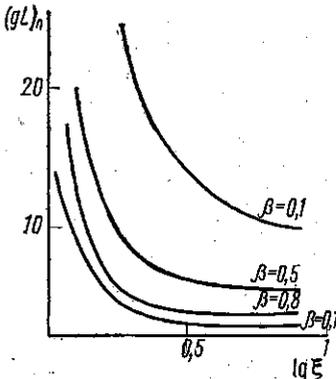


Рис. 1

Рассмотрение ведем на основе уравнений матрицы плотности для молекулярных газов [1]. «Решетка» РОС создается интерференцией двух пучков накачки [4]. Условие эффективного выделения линии с однородной шириной в канале накачки в этой геометрии:  $k < v < \cos \theta \Gamma_{21}$  (обозначения здесь и далее стандартны [1, 4, 5]). При выполнении условий  $L/c$ ,  $\tau_2 < \tau_n$  и либо  $\tau_n < \tau_k$ ,  $\tau_2/q$ , либо только  $\tau_k < \tau_2/q$  ( $L$  — длина активной среды,  $\tau_2$ ,  $\tau_k$  — времена вращательной и колебательной релаксации,  $\tau_n$  — длительность импульса накачки,  $q$  — фактор равновесной заселенности вращательных подуровней) можно выделить уравнения для диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности трех рабочих уровней:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} + \gamma \right) (n_m - n_m^0) = (-1)^m \sum_k (1 - \delta_{km}) \text{Im} \{ \sigma_{2k} V_k \},$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} + \Gamma_{2k} - i\Omega_k \right) \sigma_{2k} = -iV_k^* (n_2 - n_k), \quad m, k = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Предполагается, что двухфотонное поглощение накачки происходит на переходе  $1 \rightarrow 2$ , а усиление сигнальной волны — на переходе  $2 \rightarrow 3$ ;  $V_2 = 0$ . Вычисление поляризации проводим следующим образом: 1) разлагаем  $n$  и  $\sigma$  по пространственным фурье-гармоникам (без учета эффекта Доплера,  $\langle v \rangle = 0$ , усреднение по пространственному периоду  $\Lambda = 2\pi c/\omega$ ,  $\omega$  — сигнальная частота, удается провести точно); 2) находим пространственные гармоники поляризации, решая (1) в стационарном режиме ( $\partial/\partial t = 0$ ) и 3) усредняем поляризацию одной молекулы по максвелловскому распределению тепловых скоростей.

Подставляя выражение для средней поляризации в волновое уравнение, получаем уравнения для медленных амплитуд встречных волн  $A_a$ ,  $A_b$  сигнальной частоты:

$$\pm \frac{dA_{a,b}}{dz} = g(GA_{a,b} + HA_{b,a}). \quad (2)$$

Коэффициенты усиления  $gG$  и связи  $gH$  — сложные нелинейные функции параметров и амплитуд  $A_{a,b}$ .

Порог генерации находим, линеаризуя (2) с граничными условиями  $A_{a,b}(\pm L/2) = 0$ . В отсутствие доплеровского уширения:

$$(gL)_{\Pi} = (G^2 - H^2)^{-1/2} \ln \left( \frac{G + (G^2 - H^2)^{1/2}}{H} \right), \quad A_{a,b} = 0, \quad (3)$$

где  $g = \pi\omega\Gamma_{23} |P_{23}|^2 n_1^0 / 2\hbar c (\Gamma_{23}^2 + \Omega_3^2)$ . Зависимость  $(gL)_{\Pi}$  от параметра накачки

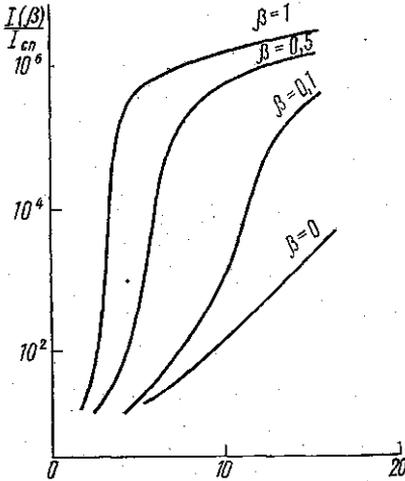


Рис. 2

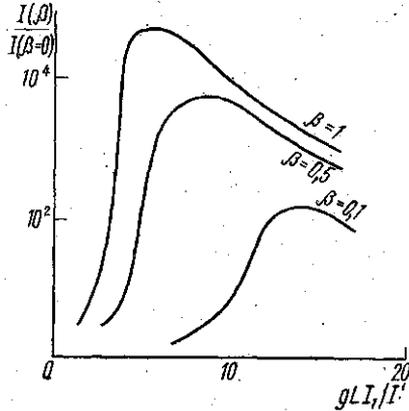


Рис. 3

$\xi^2 = 1 + (I_1/I_1^0)^2$  при различных значениях видности  $\beta$  интерференционной картины накачки показана на рис. 1. Здесь  $I_1$  — интенсивность накачки; параметр насыщения двухквантового перехода  $(I_1^0)^2 = \hbar^4 \gamma (\Gamma_{21}^2 + \Omega_1^2) / \Gamma_{21} |M_{21}|^2$ . Интересно отметить немонотонность зависимости порогового усиления от  $I_1$ ; при больших  $\xi$  периодичность инверсии исчезает.

Если доплеровская ширина превосходит однородную, т. е. средняя тепловая скорость  $\langle v \rangle \gg c\Gamma_{21}/\omega$ , пороговая интенсивность накачки равна

$$(I_1^2)_{\Pi} = \frac{\hbar^6 c \gamma^2 \Gamma_{21} \alpha \ln \alpha}{\pi n_1^0 L |P_{23}|^2 |M_{21}|^2 \omega}, \quad (4)$$

где величина  $\alpha = 4\pi^{1/2} \omega \langle v \rangle / c\gamma$  пропорциональна отношению доплеровской ширины к однородной.

Распределение амплитуд встречных волн в РОС-лазере резко неоднородно по длине среды, поэтому интерференционными эффектами в сигнальной волне можно пренебречь с большей точностью, чем в лазере с зеркальным резонатором:  $|A_a|^2 + |A_b|^2 \gg 2|A_a A_b|$ . Нелинейные уравнения (2) в случае  $I_1 \ll I_1^0$  интегрируются точно, и выходное значение интенсивности при превышении порога  $I = I_0 [(gL)/(gL)_{\Pi} - 1]$ , где интенсивность насыщения рабочего перехода  $I_0 = 4\hbar^2 \gamma (\Gamma_{23}^2 + \Omega_3^2) / \Gamma_{21} |P_{23}|^2$ . Зависимость выходной интенсивности РОС-лазера от усиления показана на рис. 2. Интенсивность спонтанных шумов  $I_{сп} = 10^{-6} I_0$ . Отношение  $I(\beta)$  к выходной интенсивности суперлюминесценции  $I(\beta=0)$  может достигать нескольких порядков уже при незначительном превышении порога (рис. 3).

Полную выходную мощность находим, учитывая геометрию задачи [4]. Площадь области генерации равна  $2r_{\perp} L_{\perp}$ , где  $r_{\perp}$  — радиус пучка накачки,  $L_{\perp}$  — расстояние, на котором в результате двухфотонного поглощения интенсивность накачки падает до порогового уровня. При превышении порога к. п. д. по мощности (при  $\beta=1$ ) растет пропорционально полной мощности накачки:

$$\eta = 5,2 \cos^2 \theta I_0 P_{\Pi} / \hbar I_1^0 r_{\perp}^3 \gamma n_1^0 \omega. \quad (5)$$

Приближение, при котором справедливы исходные уравнения (1), хорошо выполняется для нелинейных молекул с густо расположенными вращательными подуровнями, например, для молекул  $SF_6$ , накачиваемых импульсами  $CO_2$ -лазера с  $\tau_{\Pi} \sim 10^{-7}$  с ( $\tau_b \sim 10^{-8}$  с и  $\tau_k \sim 10^{-6}$  с,  $q \sim 10^2$ ). Возможность достижения порога в такой системе оценить затруднительно из-за отсутствия точных данных о величине  $M_{21}$ .

Авторы благодарны С. А. Ахманову за предложенную тему и полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., 1975.
2. Barch W. E., Fetterman H. R., Shclossberg H. R. «Opt. Commun.», 1975, 15, 358.
3. Kogelnik H., Shank C. V. «Appl. Phys. Lett.», 1971, 18, 152.
4. Ахманов С. А., Ляхов Г. А. ЖЭТФ, 1974, 66, 96.
5. Голгер А. Л., Летохов В. С. Препринт Ин-та спектроскопии АН СССР, 1973, № 168.

Поступила в редакцию  
27.10 1976 г.  
Кафедра  
общей физики для мехмата