

07

© 1990

## ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ В ЛАЗЕРЕ С РЕЗОНАТОРОМ, СОДЕРЖАЩИМ КОЛЬЦЕВОЙ АНТИРЕЗОНАНСНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

М.В. Данилейко, А.М. Негрийко,  
В.М. Ходаковский

Газоразрядная поглощающая ячейка, ввиду радиальной неоднородности поглощающих атомов в разряде, обладает линзоподобными свойствами и ей может быть приписана оптическая сила  $D_L$ , которая при настройке на крыло линии приближенно выражается формулой (1):

$$D_L = \frac{Ne^2 f_L l}{2\pi m r_0^2 \nu_0 (\nu_0 - \nu)}, \quad (1)$$

где  $N$  — плотность поглощающих атомов на оси,  $f_L$  — сила осциллятора,  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $l$ ,  $r_0$  — длина и радиус капилляра газоразрядной трубки (ГРТ),  $\nu_0$  — частота атомного перехода,  $\nu$  — частота излучения. Помещение такой трубки в резонатор лазера приводит к возникновению дополнительной зависимости потерь от частоты, связанной с влиянием линзоподобных свойств среды на распределение поля в резонаторе, а, следовательно, на усиление и дифракционные потери в лазере [1–3]. Селективное по частоте уменьшение потерь в лазере, обусловленное таким влиянием, лежит в основе моделей, используемых для объяснения явления захвата частоты излучения широкополосного лазера узкими линиями атомарного газа [1–5]. В настоящей работе рассматривается новый механизм захвата частоты, который заключается в резонансном уменьшении потерь в резонаторе лазера с интерференционно-запертым выходом под действием линзоподобных свойств поглощающей внутрирезонаторной среды.

Для изучения данного механизма выбрана схема резонатора, содержащая кольцевой антирезонансный интерферометр (КАИ) (рис. 1). Такая схема не вносит дополнительных частотно-селективных потерь, нежелательных в экспериментах по внутрирезонаторной спектроскопии. Известно [6], что КАИ с плоскими зеркалами и 50%-й делительной пластиной  $P$  полностью отражает обратно падающее на него излучение, а потери в холостое плечо  $I_n$  отсутствуют. Рассмотрим влияние на величину потерь в холостое плечо параметров дополнительно помещаемой в КАИ оптической системы  $F$  с оптической силой  $D_F$ .

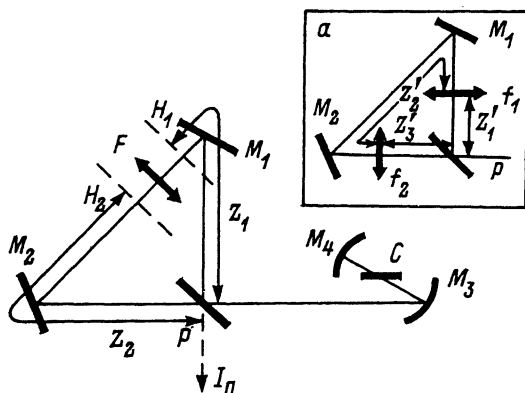


Рис. 1.  $M_1, M_2$  - зеркала резонатора лазера,  
 $P$  - полупрозрачная пластинка,  
 $F$  - внутрирезонаторная оптическая система,  
 $H_1, H_2$  - главные плоскости системы,  
 $C$  - струя раствора красителя,  
 $f_1, f_2$  - внутрирезонаторные линзы.

Пусть на КАИ падает пучок излучения с гауссовым поперечным распределением поля

$$E = \frac{2\sqrt{I_0}}{\sqrt{\pi\omega_0^2}} e^{-\frac{ikr^2}{2q_0}}, \quad (2)$$

где  $I_0$  - интегральный поток мощности в падающем пучке,  $\frac{1}{q_0} = \frac{1}{R_0} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_0^2}$ ,  $q_0$  - комплексный параметр пучка,  $R_0, \omega_0$  - радиус кривизны фронта и радиус поперечного распределения поля в пучке на пластине  $P$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . После светоделителя  $P$  в КАИ распространяются два встречных пучка одинаковой интенсивности

$$E_+ = \sqrt{\frac{2I_0}{\pi\omega_+^2}} e^{-\frac{ikr^2}{2q_+}}, \quad (3a)$$

$$E_- = \sqrt{\frac{2I_0}{\pi\omega_-^2}} e^{-\frac{ikr^2}{2q_-}}, \quad (36)$$

где знаки + и - отмечены параметрами, относящиеся к пучкам, распространяющимся по - и против часовой стрелки, соответственно. При этом  $q_+(0) = q_-(0) = q_0$ , а после обхода КАИ

$$q_+(L) = \frac{(F - z_2)q_0 + FL - z_1 z_2}{F - z_1 - q_0}, \quad (4a)$$

$$q_-(L) = \frac{(F - z_1)q_0 + FL - z_1 z_2}{F - z_2 - q_0}, \quad (4b)$$

$L$  - периметр КАИ,  $z_1$  и  $z_2$  - расстояние от главных плоскостей оптической системы с фокусным расстоянием  $F = \frac{1}{D_F}$  до пластины Р. Интегральный поток мощности в холостое плечо в результате интерференции двух гауссовых пучков с комплексными параметрами  $q_+$  и  $q_-$  определяется выражением

$$I_n = \frac{1}{2} \int \operatorname{Re}(E_+^* - E_-^*)(E_+ - E_-) 2\pi r dr = \quad (5)$$

$$= \frac{(\omega_+ - \omega_-)^2 + \frac{\omega_+^4 \omega_-^4}{\omega_+^2 + \omega_-^2} \left[ \frac{k}{2} \left( \frac{1}{R_+} - \frac{1}{R_-} \right) \right]^2}{\omega_+^2 + \omega_-^2 + \frac{\omega_+^4 \omega_-^4}{\omega_+^2 + \omega_-^2} \left[ \frac{k}{2} \left( \frac{1}{R_+} - \frac{1}{R_-} \right) \right]^2} I_0,$$

где  $I_0$  - интегральный поток мощности в падающем на КАИ пучке,  $\frac{1}{q_{\pm}} = \frac{1}{R_{\pm}} - \frac{i\lambda}{\pi w_{\pm}^2}$ . Из (5) видно, что при наличии в КАИ оптической системы потери в холостое плечо в общем случае не равны нулю из-за различия поперечных размеров и радиусов кривизны интерферирующих на Р гауссовых пучков. Можно показать, что при  $R_0, F \gg L$

$$I_n \sim \left( \frac{z_1 - z_2}{F} \right)^2. \quad (5a)$$

В частном случае оптической системы, составленной из двух тонких линз с фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f_2$ , так что  $\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{z_1'}{f_1 f_2}$ , выражение (5a) можно обратить в нуль, выбрав  $f_2$  равным:

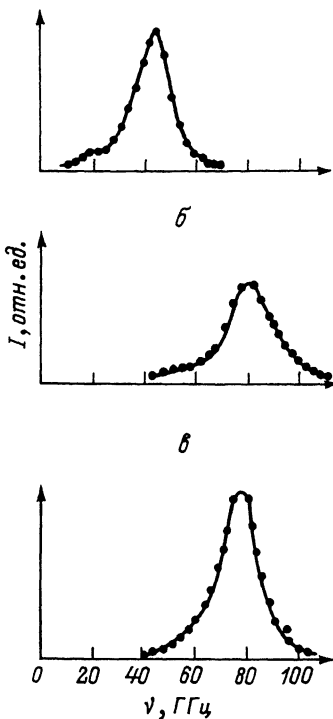


Рис. 2. Денситограмма спектра излучения в режиме 3Ч линией неона ( $\lambda = 594.5$  нм) (а, б): (а -  $z'_3 = 87$  см; б -  $z'_3 = 15$  см) и спектра излучения реперной ГРТ ( $\lambda = 594.5$  м) (в).

$$f_2^{(0)} = \frac{(f_1 - z'_2)(z'_1 - z'_3) + z'_2 f_1}{z'_3 + z'_2 - z'_1}, \quad (6)$$

где  $z'_1, z'_2, z'_3$  - расстояния между элементами системы (см. рис. 1, а).

Если в качестве линзы  $f_2$  используется ГРТ, то, как видно из (1) и (6), при отстройке частоты излучения лазера от центра линии поглощения  $\Delta\nu_0 = \nu_0 - \nu$ , равной

$$\Delta\nu_0 = \frac{e^2 N f_1 l}{2 \pi m r_0^2 \nu_0 f_2^{(0)}}, \quad (7)$$

оптическая сила ГРТ будет „оптимальной“ с точки зрения минимизации потерь в холостое плечо. При этом частота излучения лазера будет близка к  $\nu_1 = \nu_0 - \Delta\nu_0$ , т.е. в лазере имеет место захват частоты излучения широкополосного лазера линиями поглощения внутрирезонаторного газа.

Экспериментальная проверка данного механизма выполнена с использованием непрерывного лазера на красителе Родамин 6Ж (описание лазера см. [5]). КАИ образован зеркалами  $M_1$  (плоское,  $R = 99.8\%$ ),  $M_2$  (сфера радиусом 400 см,  $R = 98\%$ ) и светоделительной пластиной Р, одна из граней которой просветлена, а на вторую нанесено диэлектрическое покрытие с коэффициентом отражения 50%. Периметр КАИ 102 см,  $z'_1 = 30$  см. Внутри КАИ помещалась ГРТ  $l = 200$  мм,  $r_0 = 1$  мм, наполненная He-Ne смесью. Роль линзы  $f_1$  играет зеркало  $M_2$  ( $f_1 = 200$  см) а линзы  $f_2$  - ГРТ. Спектр излучения лазера контролировался с помощью спектрографа с дисперсией 3 Å/мм, для точного измерения отстройки от центра линии спектрограф скрещивался с интерферометром Фабри-Перо с базой 3 мм.

При помещении ГРТ в КАИ наблюдалось сужение линии излучения и ее локализация вблизи линии поглощения неона, т.е. наблю-

дальше захват частоты. Знак и величина отстройки от центра линии определялись положением (значением расстояния  $z'_3$ ) ГРТ в КАИ. На рис. 2 приведены спектры излучения лазера для случая захвата частоты линией неона  $\lambda = 594.5$  нм при  $z_3 = 87$  см (рис. 2, а, линия лазера локализована с длинноволновой стороны от центра линии поглощения) и  $z'_3 = 15$  см (рис. 2, б, линия лазера локализована с коротковолновой стороны). На рис. 2, в, приведена денситограмма реперной линии неона. Используя данные о величине отстройки, полученные из обработки спектрограмм, по формуле (1) можно рассчитать фокусное расстояние линзы, эквивалентной ГРТ. Принимая для используемых в эксперименте условий разряда  $N' = 5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $f_{11} = 0.056$ , получим для  $z'_3 = 15$  см  $f_2^{(0)} = -100$  см; для  $z'_3 = 87$  см  $f_2^{(0)} = 650$  см. В то же время расчет фокусного расстояния „оптимальной“ линзы по формуле (6) для тех же  $z'_3$  дает  $f_2^{(0)} = -350$  см;  $f_2^{(0)} = 320$  см, соответственно. Как видно, приближенное выражение (6) позволяет правильно определить знак и порядок величины  $f_2^{(0)}$ , однако для адекватного описания используемой схемы необходимо рассмотреть и решить задачу о распределении поля в резонаторе лазера с КАИ.

Таким образом, в настоящей работе сообщается о первом экспериментальном наблюдении захвата частоты излучения широкополосного лазера линиями поглощения внутррезонаторного газа, обусловленного резонансным уменьшением потерь в лазере под влиянием линзоподобных свойств поглощения на добротность резонатора с интерференционно-запертым выходом. Результаты представляют интерес для осуществления привязки частоты излучения широкополосного лазера к естественным реперам и для изучения методами ВРЛС линзовых эффектов в поглощающих средах.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Schröter S., Kühlik D., Dietel W. // Opt. and Quant. El. 1981. V. 13. P. 133-140.
- [2] Shank C.V., Klein M.E. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. N 3. P. 156-157.
- [3] Danileuko M.V., Negriyko A.M., Udovitskaya E.G., Chodakovskiy V.M., Yatsenko L.P. // Opt. commun. 1986. V. 58. P. 30-34.
- [4] Данилейко М.В., Негрийко А.М., Ходаковский В.М., Яценко Л.П. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 2139-2143.
- [5] Данилейко М.В., Войцехович В.С., Негрийко А.М., Ходаковский В.М., Яценко Л.П. // Препринт ИФ АН УССР № 15, Киев, 1988.
- [6] Siegman A.E. // IEEE J. of Quant. El. 1973. V. QE-9, N 2. P. 247-250.

Поступило в Редакцию  
27 декабря 1989 г.