

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. П. Годлевский, В. П. Лопасов, С. Ф. Лукьяненко, Высоковствительный лазерный (рубиновый) спектрометр высокого разрешения на основе метода селективных потерь,  
*Квантовая электроника*, 1975, том 2, номер 4, 701–710

<https://www.mathnet.ru/qs11079>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

17 мая 2025 г., 09:22:04



УДК 535.338.332:621.378.325

А. П. Годлевский, В. П. Лопасов, С. Ф. Лукьяненко

## ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ (РУБИНОВЫЙ) СПЕКТРОМЕТР ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА СЕЛЕКТИВНЫХ ПОТЕРЬ

*Приводятся результаты подробного исследования влияния селективных потерь в резонаторе на спектральные характеристики излучения рубинового лазера. Определяются условия проявления селективных потерь в спектре генерации лазера. Изучается влияние параметров лазера и регистрирующей аппаратуры на чувствительность спектрометра. При оптимальных параметрах резонатора лазера максимальная чувствительность спектрометра составляет  $5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ . Предлагаются методы определения параметров линии поглощения.*

Для повышения чувствительности лазерного спектрометра в работах [1—3] было предложено помещать исследуемое вещество (газ, раствор) в резонатор лазера (метод селективных потерь). Этим методом по гашению генерации лазера на красителях [3, 4], стекле с неодимом [5] и в СО-лазере [6] удалось зарегистрировать минимальное поглощение, равное  $10^{-6} \dots 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ , а увеличение чувствительности в каждом отдельном случае составило приблизительно два порядка.

Ранее [7] нами сообщалось о получении подобного эффекта в рубиновом лазере при использовании в качестве селективного поглотителя паров воды, которые вводились в резонатор лазера, образованный оптической линией задержки с геометрической длиной  $L_r = 20 \dots 300 \text{ м}$ . Это позволило дополнительно повысить концентрационную чувствительность спектрометра еще на порядок.

В настоящей работе приводятся результаты более подробного изучения влияния селективных потерь на спектральные характеристики излучения рубинового лазера и параметров резонатора на чувствительность спектрометра.

### Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для исследования влияния селективных потерь на характеристики излучения рубинового лазера приведена на рис. 1. Поглощающее вещество (пары воды) вводилось в оптическую линию задержки (ОЛЗ) 1, помещенную в резонатор лазера, образованный зеркалом 6 и формирователем 3. В качестве ОЛЗ использовалась многоходовая кювета Уайта [8]. Геометрическая длина резонатора дискретно изменялась в пределах  $20 \dots 300 \text{ м}$  поворотом одного из зеркал-объективов (В) кюветы. Для исключения вредной частотной селекции все оптические элементы резонатора имели клин не меньше  $2 \dots 3^\circ$ , а торцы рубинового стержня были срезаны под углом Брюстера. В отличие от [7] зеркало резонатора с коэффициентом отражения  $R = 100\%$  было заменено на формирователь — эталон Фабри — Перо с базой  $h = 12 \text{ мм}$  и зеркалами с  $R = 90\%$ , помещенный в герметичную камеру, заполняемую газообразным азотом. Формирователь позволял: 1) задавать полосу частот усиления лазера, что обеспечивало высокую воспроизводимость формы линии генерации; 2) сужать ширину

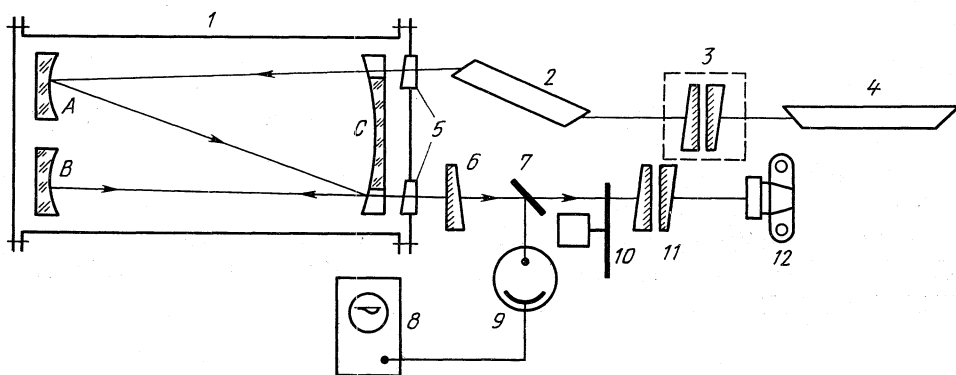


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — многоходовая вакуумная кювета (A, B, C — зеркала кюветы); 2 — рубиновый стержень; 3 — формирователь — эталон Фабри—Перо; 4 — юстировочный He—Ne-лазер ЛГ-75; 5 — окна кюветы; 6 — зеркало резонатора с коэффициентом отражения 70%; 7 — стеклянная отводящая пластинка; 8 — осциллограф С8-9А; 9 — фотоэлемент Ф-5; 10 — вращающийся рассеиватель; 11 — регистрирующий эталон Фабри — Перо ИТ-51; 12 — фотоаппарат (или скоростной фоторегистратор СФР-Л)

линии генерации лазера от  $0,6$  до  $0,25 \text{ см}^{-1}$ , что давало возможность использовать для регистрации спектра генерации и анализа линии поглощения паров воды эталон Фабри — Перо с базой  $h=15 \text{ мм}$  и разрешением  $\delta\nu = 0,01 \text{ см}^{-1}$ ; 3) изменением давления азота в камере плавно настраивать частоту генерации лазера на линию селективного поглощения в области  $0,1 \text{ см}^{-1}$ .

Перестройка в широком диапазоне ( $\sim 6 \text{ см}^{-1}$ ) осуществлялась изменением температуры рубинового стержня. Для получения высококачествен-

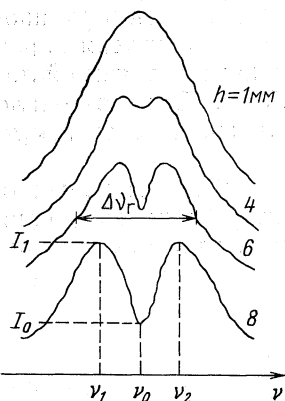


Рис. 2. Интегральный (по времени) спектр излучения лазера с селективными потерями при различном разрешении (различных базисах  $h$ ) регистрирующего эталона Фабри — Перо. Давление паров воды 2 мм рт. ст., влажность 40%, температура  $20^\circ\text{C}$

ной интерференционной картины излучения лазера перед регистрирующим интерферометром помещался вращающийся полидисперсный рассеиватель (полиэтилен толщиной  $0,035 \text{ мм}$ , 6...8 слоев) с линейной скоростью движения  $150 \text{ м/с}$ .

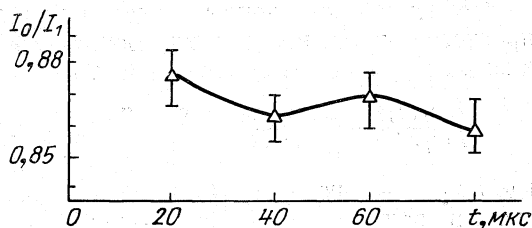
Наличие в резонаторе лазера селективных (с узкой линией поглощения) потерь приводит к появлению провала в спектре его генерации (рис. 2). Относительная глубина частотного провала  $I_0/I_1$  (а следовательно, и чувствительность спектрометра) была максимальна при скорости накачки активного элемента  $U_{\text{H}}$ , близкой к пороговой  $U_{\text{H}}$  ( $U_{\text{H}} \approx 1,1U_{\text{H}}^*$ ), и увеличивалась с ростом длины пассивной части резонатора  $l_2$  ( $l_2$  определяется геомет-

\*) При такой скорости накачки обеспечивался одиночный режим генерации, что было необходимо для уменьшения теплового дрейфа полосы усиления рубина, приводящего к асимметрии провала; определение скорости накачки см. ниже.

рической длиной ОЛЗ). При изменении  $l_2$  от 1 до 100 м чувствительность увеличивалась в  $\sim 25 \dots 30$  раз. Однако при  $l_2 > 100$  м рост чувствительности практически не наблюдался.

На реальную чувствительность спектрометра существенное влияние оказывало и спектральное разрешение регистрирующего интерферометра Фабри — Перо (рис. 2). При спектральном разрешении интерферометра  $\delta\nu = 0,01 \text{ см}^{-1}$ ,  $l_2 \approx 100$  м и накачке  $U_n = 1,1U_n$  провал в спектре генерации лазера визуально наблюдался при давлении паров воды  $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,04$  мм рт. ст., что соответствовало коэффициенту поглощения  $k_v^0 \approx 10^{-8} \text{ см}^{-1}$  линии  $\lambda = 694,38$  нм при температуре среды  $20^\circ\text{C}$  и влажности

Рис. 3. Изменение глубины провала в течение импульса генерации длительностью 80 мкс. Вертикальные линии показывают разброс в значениях  $I_0/I_1$  при фотометрировании



40%. Уверенная фотометрическая регистрация селективного поглощения была возможна при уровне провала  $I_0/I_1 \leq 0,95$  (фотометрирование производилось на ИФО-451), что соответствовало коэффициенту поглощения  $k_v^0 \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ .

Изменение добротности резонатора лазера практически не влияло на чувствительность спектрометра, однако пропорционально добротности увеличивалось расстояние между точками максимумов  $\nu_1$  и  $\nu_2$  кривой спектрального распределения излучения лазера.

Наличие в резонаторе селективных потерь приводило и к увеличению общей ширины спектра генерации лазера  $\Delta\nu_r$  (под  $\Delta\nu_r$  понимается расстояние между крайними компонентами спектра генерации на полувысоте (см. рис. 2)). Степень уширения максимальна при точном совпадении условий усиления лазера и линии селективного поглощения и зависит от давления паров воды. При  $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0$   $\Delta\nu_r \approx 0,25 \text{ см}^{-1}$ , при  $p_{\text{H}_2\text{O}} = 4$  мм рт. ст.  $\Delta\nu_r = 0,33 \text{ см}^{-1}$ .

Развертка спектра генерации во времени показала, что для малых селективных потерь, обеспечивающих уровень глубины провала  $I_0/I_1 \geq 0,9$ , динамика образования провала слабо выражена (рис. 3). Заметное же изменение глубины провала во времени наблюдалось при уровнях  $I_0/I_1 \in (0,7 \dots 0,1)$ .

### Теоретическое описание

Теоретические исследования воздействия малых селективных потерь в резонаторе лазера на спектр его генерации проводились в [1, 4, 5]. Показано, что для лазера в режиме стационарной генерации чувствительность спектрометра пропорциональна отношению мощности генерации к уровню шумов и для неодимового лазера [1, 5] не зависит от отношения  $m = \gamma_1/\gamma_2$  ( $\gamma_1, \gamma_2$  соответственно полуширины однородно уширенной компоненты полосы усиления лазера и линии селективного поглощения). В [4] отмечалось, что для лазера на органических красителях реальные изменения добротности резонатора и уровня накачки практически не влияют на величину чувствительности спектрометра. Влияние параметра  $m$  на чувствительность спектрометра не рассматривалось.

Рубиновый лазер при свободной генерации, как правило, работает в пиковом режиме (в нашем эксперименте однопиковом). В этом случае чувствительность спектрометра зависит от переходных процессов в лазере, которые, в свою очередь, определяются параметрами резонатора, величиной и формой импульса накачки и пр. Поэтому с целью анализа и оптимизации чувствительности спектрометра необходимо исследовать влияние на чувствительность параметров лазера. Кроме того, ясно, что при сильной зависимости усиления от частоты, которое наблюдается в рубиновом лазере, чувствительность спектрометра должна существенно зависеть от  $m$ . Необходимо также выяснить влияние селективного поглощения на увеличение общей ширины спектра генерации лазера.

Решение поставленных задач можно осуществить с помощью довольно простого выражения для отношения интенсивностей двух частот  $\nu_i$  и  $\nu_j$  в момент времени  $t$ , справедливого на этапе генерации [9, с. 416]:

$$\frac{I(\nu_i, t)}{I(\nu_i, 0)} = \left[ \frac{I(\nu_j, t)}{I(\nu_j, 0)} \right]^{\kappa(\nu_i)/\kappa(\nu_j)} \exp \left\{ -v\mu\kappa(\nu_i) \left[ \frac{k^n(\nu_i)}{\kappa(\nu_i)} - \frac{k^n(\nu_j)}{\kappa(\nu_j)} \right] t \right\}, \quad (1)$$

где  $I(\nu_i, t)$  — интенсивность излучения частоты  $\nu_i$  в момент  $t$ ;  $v$  — скорость света в активном веществе;  $\mu$  — коэффициент заполнения резонатора активным веществом;  $\mu = l_1 n_1 / (l_1 n_1 + l_2 n_2)$ ;  $n_1, n_2$  — соответственно коэффициенты преломления рубина и селективно-поглощающего вещества;  $l_1$  — длина рубинового элемента;  $\kappa(\nu_i)$  — максимальный коэффициент усиления рубина на частоте  $\nu_i$ ;  $k^n(\nu_i)$  — коэффициент потерь в резонаторе на частоте  $\nu_i$ .

Время  $t=0$  соответствует моменту появления усиления в лазере (в этом случае выполняется условие  $\kappa(\nu_r)y = k^n(\nu_r)$ , где  $\nu_r$  — частота генерации, определяемая из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \left[ \frac{k^n(\nu)}{\kappa(\nu)} \right] = 0; \quad (2)$$

$y$  — инверсия населенности в рубине).

Рассмотрим величины  $\kappa(\nu_i)$ ,  $k^n(\nu_i)$  и  $I(\nu_i, 0)/I(\nu_j, 0)$ , входящие в правую часть уравнения (1).

Максимальный коэффициент усиления рубина  $\kappa(\nu_i)$  довольно хорошо описывается дисперсионной кривой

$$\kappa(\nu_i) = \kappa_0 / \left[ 1 + \left( \frac{\nu_i - \nu_0}{\gamma_i} \right)^2 \right] = \kappa_0 / (1 + \omega_i^2),$$

где  $\kappa_0$  — значение  $\kappa(\nu_i)$  в центре полосы усиления  $\nu_i = \nu_0$ ;  $\omega_i = (\nu_i - \nu_0)/\gamma_i$  — нормированная частота (в дальнейшем вместо  $\nu_i$  будем использовать  $\omega_i$ ).

Коэффициент потерь  $k^n(\omega_i)$  в нашем случае включает:  $\rho_1$  — потери на дифракцию, неактивное рассеяние в рубине и пр.;  $k_r$  — потери на зеркалах резонатора, которые с учетом потерь в ОЛЗ записываются в следующем виде:

$$k_r = \frac{1}{2l_1} \left[ \ln \left( \frac{1}{r_1 r_2} \right) + 2(N-1) \ln \left( \frac{1}{r} \right) \right], \quad (3)$$

где  $r_1, r_2, r$  — коэффициенты отражения соответственно зеркал 3, 6 (см. рис. 1) и зеркал ОЛЗ;  $N = l_2/h_{\text{ОЛЗ}}$  — число проходов луча в ОЛЗ,  $2(N-1)$  — число отражений в ОЛЗ за двойной проход луча по резонатору;  $h_{\text{ОЛЗ}}$  — база ОЛЗ — расстояние между зеркалами А, В и С кюветы и  $k_c(\omega_i)l_2/l_1$  — потери на селективное поглощение.

Таким образом,

$$k^n(\omega_i) = \rho_1 - k_r + k_c(\omega_i)l_2/l_1 = \rho + k_c(\omega_i)l_2/l_1,$$

где  $\rho = \rho_1 + k_r$  — коэффициент постоянных потерь.

Будем считать для простоты, что селективное вещество имеет только одну линию поглощения дисперсионной формы, совпадающую с центром полосы усиления рубина. Коэффициент потерь тогда запишется в виде

$$k^n(\omega_i) = k_v^0(1 + m^2\omega_i^2)^{-1}(l_2/l_1) + \rho, \quad (4)$$

где  $k_v^0$  — коэффициент селективного поглощения в центре линии.

В этом случае провал в линии генерации будет симметричным, а нормированные частоты генерации  $\omega_1, \omega_2$  равны по абсолютной величине и определяются согласно (2), следующим выражением:

$$|\omega_1| = |\omega_2| = \frac{1}{m} \left( \sqrt{\frac{k_v^0 l_2}{\rho l_1} (m^2 - 1)} - 1 \right)^{1/2} \quad (5)$$

(в (1) теперь можно индекс  $j$  положить равным 1).

Спектральное распределение интенсивности излучения  $I(\omega_i, 0)/I(\omega_1, 0)$  в момент появления усиления  $t=0$  рассматривалось нами ранее в [10] по методике, предложенной в [11], согласно которой формирование спектра генерации из шумов люминесценции моделируется рассмотрением набора гармонических волн постоянной частоты и переменной длительности. Как следует из [10],

$$I(\omega_i, 0)/I(\omega_1, 0) = \exp(-A + A^2/\alpha) [1 - \Phi(A/\sqrt{\alpha})], \quad (6)$$

где  $A = k^n(\omega_i)l_1 [k^n(\omega_i)/k^n(\omega_1) - \kappa(\omega_i)/\kappa(\omega_1)]$ ;  $\alpha = \kappa(\omega_i)\beta l_1 \Delta t$ ;  $\beta = (U_H - p_{21}) - [k^n(\omega_1)/\kappa(\omega_1)](U_H + p_{21})$ ;  $\Delta t = 2(l_1/n_1 + l_2/n_2)$  — время двойного прохода луча по резонатору;  $U_H = \eta B W_H$  — скорость накачки;  $W_H$  — объемная плотность излучения накачки;  $\eta$  — квантовый выход люминесценции в рабочем канале (уровни  $2 \rightarrow 1$ ) трехуровневой системы рубина;  $B$  — интегральный коэффициент Эйнштейна в канале накачки (уровни  $1 \rightarrow 3$ );  $p_{21}$  — вероятность спонтанного перехода рабочего уровня в рубине

( $\sim 300 \text{ с}^{-1}$ );  $\Phi(x) = \int_0^x e^{-x^2} dx$  — интеграл Френеля.

С помощью численного решения на ЭВМ М-222 выражений (1), (5) и (6) к моменту окончания генерации  $t=t_{0r}$  были рассмотрены динамика образования провала, влияние параметров  $\rho, l_2$  и  $m$  на чувствительность спектрометра, а также увеличение общей ширины спектра генерации лазера при наличии в его резонаторе селективного поглощения.

Вычисления проводились при следующих значениях параметров лазера:  $\omega_0 = 0,33 \text{ см}^{-1}$ ,  $l_1 = 14 \text{ см}$ ,  $\gamma_1 = 5 \text{ см}^{-1}$ ,  $p_{21} = 300 \text{ см}^{-1}$  и скорости накачки (накачка постоянная во времени), в 1,1 раза превышающей пороговое значение  $U_H$  ( $U_H = p_{21} [(1+\delta)/(1-\delta)]$ , где  $\delta = k^n(\omega_1)/\kappa(\omega_1)$ ). Время  $t_{0r}$ , зависящее главным образом от  $\rho$  и  $l_2$ , оценивалось по формулам работы [9, с. 239] и составляло для длины резонатора  $L_p = 1,1 \text{ м} - 2,5 \dots 6 \text{ мкс}$ , для  $L_p = 100 \text{ м} - 32 \dots 50 \text{ мкс}$ . Результаты расчета представлены на рис. 4—10...

Динамика образования провала слабо выражена для малых (или очень больших) селективных потерь, обеспечивающих относительную глубину провала  $I_0/I_1 > 0,9$  ( $\sim 0$ ). Величина провала в этом случае определяется в основном предгенерационным этапом (рис. 4, 5). Для селективных потерь, обеспечивающих относительную глубину провала  $I_0/I_1$  в интервале  $0,1 \dots 0,8$  существенный вклад дает и этап генерации. Таким образом, в случае рубинового лазера, работающего в моноимпульсном режиме, чувствительность спектрометра определяется прежде всего предгенерационным этапом (когда усиление в лазере еще отсутствует, а накопление интенсивности поля происходит в основном за счет люминесценции). Оптимизацией этого этапа (подбором параметров резонатора лазера, величины люминесценции

е рубинового стержня, формы активного элемента и прочее, величины и формы накачки) можно значительно повысить чувствительность спектрометра. С другой стороны, повышения чувствительности можно добиться путем увеличения времени окончания генерации  $t_{ог}$  либо за счет увеличения времени формирования пичка излучения из шумов люминесценции  $t_{\phi}$  ( $t_{\phi}$  —

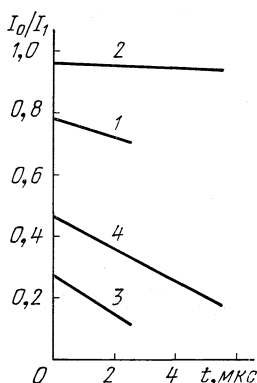


Рис. 4.

Динамика образования провала во времени при  $l_2=1$  м,  $m=100$ :

1 —  $k_{\nu}^0=2,8 \cdot 10^{-6}$  см $^{-1}$ ,  $\rho=0,01$  см $^{-1}$ ; 2 —  $k_{\nu}^0=2,8 \cdot 10^{-6}$  см $^{-1}$ ,  $\rho=0,1$  см $^{-1}$ ; 3 —  $k_{\nu}^0=1,4 \cdot 10^{-6}$  см $^{-1}$ ,  $\rho=0,01$  см $^{-1}$ ; 4 —  $k_{\nu}^0=1,4 \cdot 10^{-6}$  см $^{-1}$ ,  $\rho=0,1$  см $^{-1}$

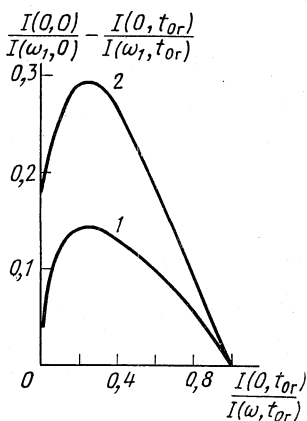


Рис. 5.

Относительное изменение глубины провала за время генерации пичка  $t_{ог}$  в зависимости от  $I(0, t_{ог})/I(\omega_1, t_{ог})$ :

1 —  $\rho=0,01$  см $^{-1}$ ; 2 —  $\rho=0,1$  см $^{-1}$

промежуток времени от появления усиления в лазере до момента достижения инверсией  $y$  своего максимального значения) — режим пассивной модуляции добротности, либо за счет увеличения собственно времени генерации  $t_{г}$  ( $t_{г}=t_{ог}-t_{\phi}$ ) — достижением режима стационарной генерации. Численные оценки показывают, что при модуляции добротности чувствительность спектрометра увеличивается в 1,5...2 раза для уровня провала  $I_0/I_1$  меньше 0,9 (именно при таких уровнях провала возможна удовлетворительная обработка результатов спектрометрических измерений). Для провалов с уровнями больше 0,9 (очень слабые селективные потери) модуляция добротности практически не приводит к увеличению чувствительности. Увеличение времени  $t_{г}$  в 10 раз позволяет увеличить чувствительность спектрометра по уровню провала 0,1 в 4...5 раз, по уровню провала  $I_0/I_1 \approx 0,9$  в 8 раз.

Учет параметра  $m=\gamma_1/\gamma_2$  приводит к появлению ограничения чувствительности спектрометра, так как для выполнения условия образования провала ( $|\omega_1|>0$ ) коэффициент селективного поглощения  $k_{\nu}^0$  должен быть больше некоторой граничной величины  $k_{гп}$ :

$$k_{\nu}^0 > k_{гп} = \rho l_1 / [(m^2 - 1) l_2]. \quad (7)$$

Увеличение ширины линии селективного поглощения  $\gamma_2$  или сужение полосы усиления рубина  $\gamma_1$  приводит при  $k_{\nu}^0 \sim k_{гп}$  к уменьшению чувствительности пропорционально  $m^2$ . Например, при  $l_2/l_1=10$  (обычная длина резонатора),  $\rho=0,1$  см $^{-1}$ ,  $k_{гп}=10^{-6}$  см $^{-1}$  при  $m=100$ , но  $k_{гп}=10^{-4}$  см $^{-1}$  при  $m=10$ . Соотношение (7) справедливо и для доплеровской линии селективного поглощения, если под  $\gamma_2$  понимать  $\gamma_2^{ист}/2\sqrt{\ln 2}$ , где  $\gamma_2^{ист}$  — истинная полуширина линии.

В общем случае произвольного спектра селективного поглощения  $k_{гр}$  будет зависеть от  $\nu_{i0}$ , где  $\nu_{i0}$  — центральная частота  $i$ -й линии поглощения и определяется из условия

$$\frac{\partial^2}{\partial \nu^2} \left[ \frac{k_{гр}(\nu_{i0})}{\kappa(\nu_{i0})} \right] = 0.$$

Для  $k_{гр}^0 \gg k_{гр}$  (большие уровни провала  $I_0/I_1$ ) чувствительность спектрометра будет менее сильно зависеть от  $m$ , чем это следует из ограничения (7)

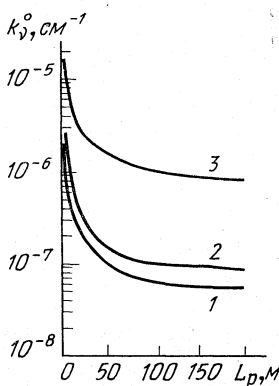
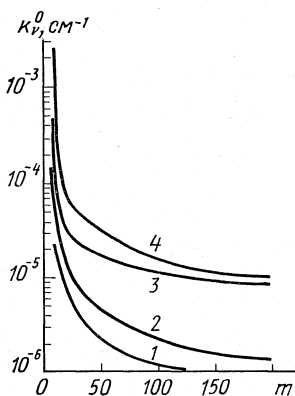


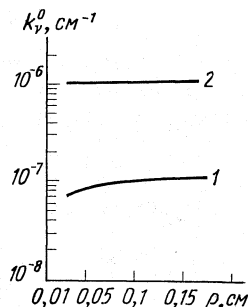
Рис. 6. Зависимость чувствительности спектрометра от отношения полуширин линий усиления и поглощения  $m = \gamma_1/\gamma_2$  при  $k_{гр}^0 \gg k_{гр}$  и  $l_2 = 1$  м по уровню 0,9 (1, 2) и 0,1 (3, 4): 1, 3 —  $\rho = 0,01$  см<sup>-1</sup>; 2, 4 —  $\rho = 0,1$  см<sup>-1</sup>

Рис. 7. Зависимость чувствительности спектрометра от длины резонатора  $L_p = l_1 + l_2$  при  $m = 100$ ,  $\rho_1 = 0,1$  см<sup>-1</sup> по уровню 0,95 (1), 0,9 (2) и 0,1 (3)

(рис. 6). При изменении  $m$  от 10 до 100 чувствительность спектрометра увеличивается по уровню  $I_0/I_1 = 0,9$  в 15...20 раз, по уровню 0,1 в 5...10 раз (под чувствительностью по различным уровням провала понимается значение селективных потерь  $k_{гр}^0$ , необходимое для образования провала заданного уровня  $I_0/I_1$ ). Для  $m > 100 \dots 200$  она практически не зависит от  $m$ .

Увеличением длины поглощающего слоя, как отмечалось выше, можно значительно повысить чувствительность спектрометра. Результаты расчета

Рис. 8. Зависимость чувствительности спектрометра от величины постоянных потерь в резонаторе при  $m = 100$ ,  $l_2 = 100$  м по уровню 0,9 (1) и 0,1 (2)



показывают, что удлинение резонатора от 1 до 100 м увеличивает чувствительность в 30 раз (рис. 7). При  $l_2 = 100$  м,  $m = 100$ ,  $\rho = 0,1$  см<sup>-1</sup> чувствительность по уровню 0,9 равна  $10^{-7}$  см<sup>-1</sup>, по уровню 0,95 —  $5,5 \cdot 10^{-8}$  см<sup>-1</sup>, что хорошо совпадает с экспериментальным значением. Дальнейшее увеличение длины пассивной части резонатора  $l_2$  не приводит к существенно росту чувствительности спектрометра. Это связано в основном с корне-



вой зависимостью времени  $t_{ог}$  от  $l_2$ , а также с некоторым уменьшением чувствительности за счет значительного роста потерь на зеркалах резонатора  $k_r$  [см. (3)]. При  $l_2=100$  м  $k_r=0,027$  см<sup>-1</sup>, при  $l_2=500$  м  $k_r=0,15$  см<sup>-1</sup>. Зависимость чувствительности спектрометра от постоянных потерь в резо-

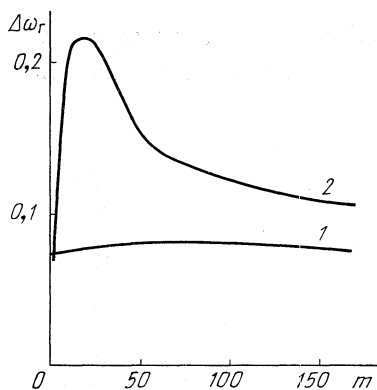


Рис. 9. Зависимость общей ширины спектра генерации  $\Delta\omega_r = \Delta\nu_r/\gamma_1$  в момент времени  $t=t_{ог}$  от  $m$  при  $\rho_1=0,1$  см<sup>-1</sup>,  $l_2=100$  м,  $k_v^0=5 \cdot 10^{-8}$  см<sup>-1</sup> (1) и  $5 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-1</sup> (2)

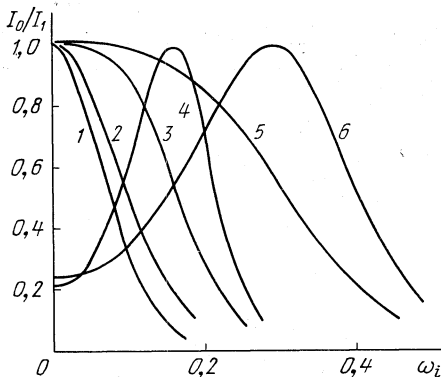


Рис. 10. Спектральное распределение интенсивности генерации лазера в момент времени  $t=t_{ог}$  при  $l_2=100$  м,  $k_v^0=5 \times 10^{-6}$  см<sup>-1</sup>,  $\rho_1=0,1$  см<sup>-1</sup> (1-4),  $\rho_1=0,01$  см<sup>-1</sup> (5, 6):  
 $m=1,5$  (1); 4,3 (2); 6,1 (3); 9,1 (4); 3,4 (5); 5,1 (6)

наторе  $\rho=\rho_1+k_r$  иллюстрирует рис. 8. Надо отметить, что для больших уровней провала чувствительность, как и в [4], практически не зависит от  $\rho$ . Этот факт наблюдался и в наших экспериментах.

Значительное расширение спектра генерации наблюдается при больших величинах селективных потерь ( $k_v^0 \gg k_{rp}$ ) (рис. 9). При изменении  $m$  в пределах  $0 < m < m_0$  ( $m_0$  удовлетворяет выражению  $m_0^2 = 1 + \rho l_1 / (k_v^0 l_2)$ ), т. е. при  $m=m_0$  выполняется условие  $k_v^0 = k_{rp}$ ) расширение спектра происходит без расщепления линии генерации лазера. В этом случае вершина линии генерации становится более плоской, причем эта область уменьшается с ростом  $\rho$  (рис. 10). При  $m > m_0$  линия генерации расщепляется, а общая ширина спектра  $\Delta\nu_r$  продолжает увеличиваться и достигает максимума при

$$m = m_{max} \equiv \left[ 2 \left( m_0^2 + \sqrt{m_0^4 - m_0^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (8)$$

а затем плавно уменьшается с ростом  $m$ . Следовательно, при использовании регистрирующих приборов высокого разрешения (типа интерферометра Фабри — Перо) необходимо принимать меры к сужению спектра генерации во избежание перекрытия порядков интерференции.

### Получение информации о параметрах линии селективного поглощения

Зависимость глубины провала  $I_0/I_1$  от параметра  $m$  для рубинового лазера не позволяет, вообще говоря, использовать эталоны поглощения для извлечения информации о параметрах линии селективного поглощения, как это было сделано для неодимового лазера в [5]. В случае одиночных линий селективного поглощения одним из возможных методов извлечения информации может служить метод, основанный на измерении положения максимумов  $\nu_{1,2}^i$ \* кривых спектрального распределения энергии, полученных при различных добротностях резонатора лазера (ширина полосы усиления должна быть известна или задана с помощью формирователя). Выражения

для  $k_v^0$  и  $\gamma_2$  имеют наиболее простой вид при совпадении центров полосы усиления и линии поглощения и в случае дисперсионной формы линии селективного поглощения записываются в следующем виде:

$$\gamma_2 = \sqrt{\frac{\sqrt{z_a} \Omega_1^2 - \Omega_2^2}{1 - \sqrt{z_a}}} = \sqrt{\frac{\sqrt{z_b} \Omega_1^2 - \Omega_3^2}{1 - \sqrt{z_b}}}, \quad (9)$$

$$k_v^0 = \frac{\rho l_1 (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2}{l_2 \gamma_2^4 (m^2 - 1) (1 - \sqrt{z_a})^2} = \frac{\rho l_1 (\Omega_1^2 - \Omega_3^2)^2}{l_2 \gamma_2^4 (m^2 - 1) (1 - \sqrt{z_b})^2}, \quad (10)$$

$$\rho l_1 = \frac{ab (\Omega_2^2 - \Omega_3^2)}{b (\Omega_1^2 - \Omega_2^2) - a (\Omega_1^2 - \Omega_3^2)}, \quad \Omega_i = \nu_i^i - \nu_0 = \nu_2^i - \nu_0, \quad (11)$$

где  $a$  и  $b$  — калиброванные потери, вносимые в резонатор лазера;  $z_a = \rho l_1 / (\rho l_1 + a)$ ;  $z_b = \rho l_1 / (\rho l_1 + b)$ ;  $i=1, 2, 3$  соответствует трем различным значениям добротности резонатора.

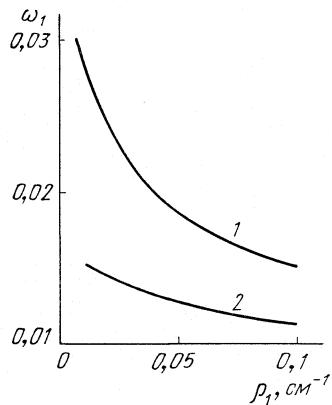
Выражения (9)—(11) получают при решении системы трех уравнений вида (5), записанных для различных значений постоянных потерь резонатора. Подобные формулы можно получить и для определения параметров доплеровской линии селективного поглощения. К достоинству этого метода извлечения информации следует отнести минимально необходимое количество сведений о параметрах лазера, к недостаткам — необходимость задания формы линии селективного поглощения и большой объем технической работы, связанной с трехкратным экспонированием одного и того же участка спектра поглощения при различных добротностях резонатора лазера. Этот недостаток становится менее существенным, если учесть, что согласно формулам (9)—(11) одновременно определяются две пары значений  $k_v^0$  и  $\gamma_2$ , что способствует быстрому накоплению статистики результатов измерений. Кроме этого, зависимость точек максимумов  $\omega_1$  от  $\rho$  должна быть достаточно сильной. Эта зависимость для лоренцевой формы линии селективного поглощения выражена сильнее, нежели для доплеровской (рис. 11).

Более общий метод может быть основан на регистрации двух распределений  $I(\omega_i)/I(\omega_1)$  во временных точках  $t_1, t_2$  при развертке спектра генерации. Для этого случая с учетом (1) можно записать, что

$$k_c(\omega_i) \approx \frac{\ln \frac{I(\omega_i, t_1)}{I(\omega_1, t_1)} - \ln \frac{I(\omega_i, t_2)}{I(\omega_1, t_2)}}{\mu \nu (t_2 - t_1)} - \rho \left[ 1 - \frac{\kappa(\omega_i)}{\kappa(\omega_1)} \right]. \quad (12)$$

С помощью (12) появляется возможность анализа произвольного спектра селективного поглощения, но необходимо довольно точно знать параметры лазера  $\rho, \gamma_1$ . Если линии селективного поглощения узки ( $m > 100 \dots 200$ ), то членом  $\rho [1 - \kappa(\omega_i)/\kappa(\omega_1)]$  можно пренебречь и анализ спектра значительно упрощается.

Рис. 11. Зависимость координаты точки максимума  $\omega_1$  от  $\rho_1$  при  $k_v^0 = 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ ,  $l_2 = 10 \text{ м}$ :  
1 — лоренцева форма линии селективного поглощения,  $m = 100$ ; 2 — доплеровская форма линии селективного поглощения,  $m = 200$



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Ф. Сучков. Препринт ФИАН, 1970, № 126.
2. Л. А. Пахомычева, Э. А. Свириденков, А. Ф. Сучков, Л. В. Титова, С. С. Чурилов. *«Письма в ЖЭТФ»*, **12**, 60 (1970).
3. N. C. Peterson, M. J. Kurylo, W. Braun, A. M. Bass, R. A. Keller. *J. Opt. Soc. Amer.*, **61**, 746 (1971).
4. R. A. Keller, E. F. Zalewski, N. C. Peterson. *J. Opt. Soc. Amer.*, **62**, 319 (1972).
5. Т. П. Беликова, Э. А. Свириденков, А. Ф. Сучков, Л. В. Титова. *ЖЭТФ*, **62**, 2060 (1972).
6. S. Chackerian, M. F. Weisbach. *J. Opt. Soc. Amer.*, **63**, 342 (1973).
7. А. П. Годлевский, В. П. Лопасов. *ЖПС*, **20**, 399 (1974).
8. J. U. White. *J. Opt. Soc. Amer.*, **32**, 285 (1942).
9. «Методы расчета оптических квантовых генераторов». Под ред. Б. И. Степанова, т. 2, Минск, «Наука и техника», 1968.
10. В. П. Лопасов, С. Ф. Лукьяненко. Юбилейная научно-техническая конференция радиофизического факультета ТГУ. Доклады, ч. III, Томск, 1972, с. 3.
11. А. М. Самсон, М. А. Ключанова, Л. А. Котомцева. *ЖПС*, **14**, 809 (1971).

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР

Поступила в редакцию 22 января 1974 г.  
После доработки 19 августа 1974 г.