

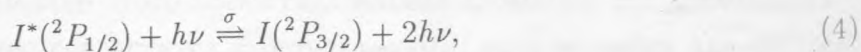
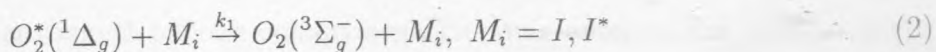
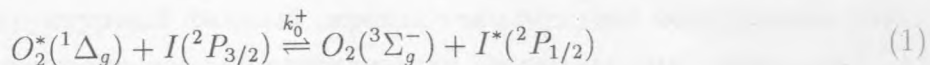
УДК 621.373.8

УПРОЩЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ХИМИЧЕСКОГО КИСЛОРОДНО-ЙОДНОГО ЛАЗЕРА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А. А. Степанов, С. В. Трощенко, А. М. Федоровский, В. А. Щеглов

Развита аналитическая модель непрерывного O_2 -I лазера, учитывающая основные физико-химические процессы, формирующие активную среду. Модель позволяет легко выявить характерные физические особенности его работы и оценить выходные энергетические показатели.

Кислородно-йодный лазер относится, как известно [1, 2], к химическим лазерам на электронных переходах. Высокий уровень непрерывной мощности и возможность его работы в режиме сверхзвуковой прокачки [3] привлекли к этому лазеру в последние годы самое пристальное внимание. При построении модели воспользуемся изотермическим приближением. Кроме того, учтем, что при смешении потоков синглетного кислорода O_2^* (в состоянии $^1\Delta_g$) и молекулярного йода I_2 распад последнего на атомы I происходит в узкой области перед резонатором. Считая, что смешение потоков O_2^* и I_2 происходит практически мгновенно, учтем в лазерной зоне лишь наиболее существенные процессы, связанные с квазирезонансной передачей энергии между O_2^* и I , с релаксацией электронно-возбужденных частиц O_2^* и I^* , а также с радиационными переходами между электронными состояниями $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ атомарного йода:



где k_0^+ , k_0^- (для обратной реакции, в формуле (1) не указана), k_1 , k_{2i} – скорости соответствующих реакций, σ – сечение радиационного перехода.

На входе в лазерную зону ($x = 0$) концентрации частиц каждого сорта зададим граничными условиями вида

$$n_{O_2} = n_{I^*} = 0; \quad n_{O_2^*} = N; \quad n_I = n. \quad (5)$$

Принимая во внимание, что коэффициент усиления активной среды $g = \sigma(n_{I^*} - n_I/2)$, где σ – сечение радиационного перехода [1], на основании (1) – (4) нетрудно получить

$$u \frac{dg}{dx} = \frac{3}{2} \sigma \left[k_0^+ n_{O_2^*} n_I - k_0^- n_{O_2} n_{I^*} - \left(\sum_i k_{2i} n_i \right) n_{I^*} - gJ \right].$$

Здесь u – скорость потока и J – интенсивность излучения в резонаторе.

Для устойчивого резонатора с плоскими зеркалами нахождение интенсивности излучения в непрерывном режиме сводится в конечном итоге к нахождению порогового условия, так что в итоге имеем

$$J(x) = \frac{1}{g_{th}} \left[k_0^+ n_{O_2^*} n_I - k_0^- n_{O_2} n_{I^*} - \left(\sum_i k_{2i} n_i \right) n_{I^*} \right], \quad (6)$$

где g_{th} – пороговый коэффициент усиления.

Соотношение (6) справедливо на участке $x_0 \leq x \leq x_*$, где x_0 и x_* – координаты начала и конца области генерации. Величину x_0 нетрудно найти, считая, что на начальном участке можно пренебречь релаксацией возбужденных частиц. Легко убедиться, что на участке $(0, x_0)$ имеет место соотношение

$$n_{I^*} = N - n_{O_2^*}. \quad (7)$$

Пользуясь (1) – (4) и (7), находим уравнение для $n_{O_2^*}$

$$u \frac{dn_{O_2^*}}{dx} = -(k_0^+ - k_0^-) n_{O_2^*}^2 + [k_0^+(N - n) - 2k_0^- N] n_{O_2^*} + k_0^- N^2,$$

решение которого с учетом (5) представляется в виде

$$n_{O_2^*}(x \leq x_0) = \frac{1}{q} \frac{p_+ + A p_- e^{-\alpha x}}{1 + A e^{-\alpha x}}, \quad (8)$$

где

$$q = (k_0^+ - k_0^-)/u, \quad p_{\pm} = 1/2 x_1 \pm \Delta, \quad \alpha = 2\Delta, \quad A = (p_+ - qN)/(qN - p_-),$$

$$\Delta = [1/4 x_1^2 + qN/x_2]^{1/2}, \quad x_1 = u/[k_0^+(N - n) - 2k_0^- N], \quad x_2 = u/k_0^- N.$$

Координату начала генерации находим из условия $g = g_{th}$, что дает

$$x_0 = \frac{1}{\alpha} \ln \left[\frac{A \left[\frac{qN}{p_+} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{g_{th}}{\sigma N} + \frac{1}{2} \frac{n}{N} \right) \right] - \frac{p_-}{p_+} \right]}{1 - \frac{qN}{p_+} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{g_{th}}{\sigma N} + \frac{1}{2} \frac{n}{N} \right) \right]} \right].$$

Обратимся теперь к участку (x_0, x_*) , на котором интенсивность излучения отлична от нуля. Нетрудно показать, что на этом участке выполняются соотношения $n_{I^*}(x) = n_{I^*}(x_0) = \text{const}$ и $n_I(x) = n_I(x_0) = \text{const}$. Это обусловлено тем, что уход частиц с верхнего лазерного уровня за счет радиационных процессов тут же компенсируется быстрой квазирезонансной подпиткой энергией (со стороны молекул O_2^*) атомов йода, находящихся в основном состоянии.

Уменьшение концентрации молекул O_2^* в потоке в конечном счете приводит к тому, что в точке $x = x_*$, где интенсивность излучения обращается в ноль ($J(x_*) = 0$), генерация обрывается. Определить значение x_* можно из (6), если известна зависимость $n_{O_2^*}(x)$ на участке (x_0, x_*) . Решая на этом участке уравнение для $n_{O_2^*}$ (с учетом постоянства концентраций частиц I и I^*) и пользуясь (8), получим

$$n_{O_2^*}(x) = \frac{x_4}{x_3} N \left[1 - \exp \left(-\frac{x - x_0}{x_4} \right) \right] + \frac{p_+}{q} \frac{1 + A(p_-/p_+)e^{-\alpha x_0}}{1 + Ae^{-\alpha x_0}} \exp \left(-\frac{x - x_0}{x_4} \right), \quad (9)$$

где $x_3^{-1} = u^{-1}k_0^- n_{I^*}(x_0)$ и $x_4^{-1} = u^{-1}[(k_0^- + k_1)n_{I^*}(x_0) + (k_0^+ + k_1)n_I(x_0)]$.

Приведенные формулы позволяют провести полный расчет энергетических характеристик кислородно-йодного лазера, поскольку мощность генерации, отнесенная к единице площади поперечного сечения газового потока, есть

$$\bar{P}_{th} = h\nu \int_{x_0}^{x_*} gJ dx = h\nu g_l \int_{x_0}^{x_*} J(x) dx,$$

где $h\nu$ – энергия кванта излучения, а интенсивность излучения $J(x)$ определяется соотношением (6).

Анализируя формулу (9), предположим, что порог генерации весьма мал ($g_{th} \rightarrow 0$). Тогда при достаточно широкой лазерной зоне, когда $x_0 - x_* \gg x_4$, из (9) следует, что остаточная концентрация синглетного кислорода на выходе лазерной зоны дается выражением

$$n_{O_2^*}(x_*) \approx x_4 N / x_3,$$

где N – начальная концентрация O_2^* . Принимая во внимание, что при низком пороге $n_I \approx 2n_{I^*}$, и учитывая соотношение между константами скорости k_0^+ и k_0^- (при температуре газа $T = 300 \text{ K}$ имеем $k_0^+ \approx 2,7k_0^-$), получаем $x_4/x_3 \approx 1/6$. Отсюда видно, что

даже в самых оптимальных условиях остаточное содержание синглетного кислорода в смеси всегда составляет не менее 15% от исходного значения. Это неизбежные потери, определяемые особенностями кинетики процессов в химическом кислородно-йодном лазере. Отметим, что с ростом порога генерации или с увеличением температуры среды потери еще более возрастают.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Степанов А. А., Щеглов В. А., Юрышев Н. Н. Квантовая электроника, **12**, N 6, 1127 (1985).
- [2] Кулагин Ю. А., Шелепин Л. А., Ярыгина В. Н. Труды ФИАН, **212**, 123 (1991); **218**, 166 (1991).
- [3] Avizonis P. V. Chemical Oxygen-Iodine Laser Review, 7th International Symposium on Gas Flow and Chemical Laser, Vienna, 22-26 August 1988.

Поступила в редакцию 10 июня 1996 г.