

УДК 621.378.33

## ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДВУХУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ СО ЛАЗЕРА

В. И. Игошин, С. Ю. Пичугин

*Разработана двухуровневая модель электроразрядного СО лазера, позволяющая вычислять суммарную мощность лазерного излучения без обращения к уравнениям для населенностей большого числа колебательных уровней СО. На основе данной модели проведены численные расчеты для смеси  $N_2 : CO = 19 : 1$ , результаты которых согласуются с экспериментальными данными.*

Анализ работы лазеров на колебательно-вращательных переходах двухатомных молекул, излучающих одновременно во многих колебательных полосах, представляет собой весьма сложную проблему. В [1] для исследования  $HF$  лазера использовалась эквивалентная двухуровневая модель, учитывающая конечность скорости вращательной релаксации. В этой модели вместо множества колебательных уровней молекулы  $HF$  вводятся два уровня – верхний и нижний, причем мощность излучения на лазерном переходе в двухуровневой модели совпадает с суммарной мощностью, излученной на всех переходах  $HF$ . В [2, 3] были выяснены условия применимости эквивалентной двухуровневой модели  $HF$  лазера и показано, что она верна практически во всех представляющих интерес вариантах, что подтверждается сравнением результатов многочисленных расчетов с использованием данной модели и экспериментальных данных. В этой связи представляет несомненный интерес использование аналогичной модели для исследования работы  $CO$  лазера, генерирующего одновременно на очень большом количестве колебательно-вращательных переходов. Этому посвящена настоящая статья, где разрабатывается эквивалентная двухуровневая модель электроразрядного лазера на смеси  $N_2$ - $CO$ .

Рассмотрим  $CO$  лазер, генерирующий одновременно на многих колебательно-вращательных переходах  $(v, j - 1) \rightarrow (v - 1, j)$ , где вращательное квантовое число  $j$

положим одинаковым во всех полосах. Как показано в [2], систему уравнений для населенностей  $N_v$  молекулы  $CO$  на  $v$ -тых колебательных уровнях можно свести к двум уравнениям для населенности верхнего  $N_U$  и нижнего  $N_L$  уровня двухуровневого лазера, удельная мощность излучения которого  $P_L$  совпадает с суммарной по всем полосам мощностью излучения  $CO$  лазера:

$$\frac{dN_U}{dt} = W_1 - \frac{P_L}{\hbar\omega_{UL}} - G_{VT} - G_{VV}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_L}{dt} = -W_1 + \frac{P_L}{\hbar\omega_{UL}} + G_{VT} + G_{VV}. \quad (2)$$

Здесь  $W_1$  – суммарная удельная скорость накачки молекул  $CO$  в электрическом разряде, а члены  $G_{VT}$  и  $G_{VV}$  учитывают колебательно-поступательную и колебательно-колебательную релаксацию  $CO$ ;  $\hbar\omega_{UL} = \epsilon_1 \hbar\omega_1$ ;  $N_U = [N_1 + (1 + \omega_2/\omega_1)N_2 + (1 + \omega_2/\omega_1 + \omega_3/\omega_1)N_3 + \dots]/\epsilon_1$ ;  $N_L = N_{CO} - N_U$ ;  $\hbar\omega_v$  – энергия кванта излучения на переходе  $(v, j - 1) \rightarrow (v - 1, j)$ ;  $N_{CO}$  – концентрация  $CO$ , а  $\epsilon_1$  представляет собой среднее количество колебательных квантов, поглощаемых молекулой  $CO$  в одном элементарном акте накачки [2]. В квазистационарном приближении имеем следующее выражение для  $P_L$  в эквивалентной двухуровневой модели:

$$P_L = \hbar\omega_{UL} \frac{2j+1}{4j} \left( \frac{N_U}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{N_L}{M_j\tau} - \frac{\Delta}{\tau} \right), \quad (3)$$

где  $M_{j-1}\tau$ ,  $M_j\tau$  и  $\tau$  – характерные времена вращательной релаксации в рамках модели вращательного резервуара [1],  $\Delta$  – пороговая плотность инверсии.

Рассмотрим подробнее электроразрядный  $CO$  лазер на смеси  $N_2-CO$ , где концентрация молекул азота  $N_N$  во много раз превышает концентрацию  $CO$ , что характерно для реальных лазерных смесей. В условиях работы  $CO$  лазера реализуется режим "сильного" отклонения от равновесного колебательного распределения для молекул  $CO$  и, как правило, "умеренного" отклонения от равновесия для  $N_2$  [4]. При этом функция распределения молекул  $CO$  по колебательным уровням  $f_i = N_i/N_{CO}$  приблизительно совпадает с триноровской функцией распределения для  $i \leq n_0$ , где  $n_0 = E_1 T / 2\Delta E_1 T_1 + 0,5$  [4]. Здесь  $E_1$ ,  $\Delta E_1$  и  $T_1$  – энергия первого колебательного уровня, ангармоничность и колебательная температура нижних уровней молекул  $CO$ ,  $T$  – температура газовой смеси. Выражение для функции распределения  $f_i$  в области уровней, охваченных генерацией ( $n_0 \leq i \leq r$ ), можно приближенно найти, учитывая, что в сильном поле генерируемого излучения, насыщающем переходы  $(v, j - 1) \rightarrow (v - 1, j)$ , имеем

$N_{v,j-1} = (2j - 1)/(2j + 1)N_{v-1,j}$ . Тогда  $N_v/N_{v-1} = \exp(-\gamma)$ , где  $\gamma = 2j\theta_1/T$ ,  $\theta_1$  - характеристическая вращательная температура  $CO$ , и, следовательно,

$$f_i = f_{n_0} \exp(-\gamma(i - n_0)), \quad (n_0 \leq i \leq r). \quad (4)$$

Принимая во внимание (4), можно найти приближенное выражение, связывающее населенность  $N_U$  верхнего уровня в эквивалентной двухуровневой модели  $CO$  лазера с величиной  $n_0(T_1)$ :

$$N_U = N_{CO}[\alpha_1 - f_{n_0}(n_0^2 + 2n_0/\gamma + 2/\gamma^2 - n_0 - 1/\gamma)\Delta E_1/E_1\gamma]/\epsilon_1. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha_1 = [\exp(E_1/kT_1) - 1]^{-1} + f_{n_0}[n_0 + 1/\gamma - \exp(-\gamma(r - n_0))(r + 1/\gamma)]/\gamma$  - среднее количество колебательных квантов, приходящихся на одну молекулу  $CO$ ;  $f_{n_0} = f_0 \exp(-n_0^2 \Delta E_1/kT - 0,5)$ ;  $f_0 \simeq 1 - \exp(-E_1/kT_1)$ .

Для среднего запаса колебательных квантов  $N_2(\alpha_2)$  в среде  $CO$  лазера на смеси  $N_2-CO$  имеем следующее уравнение:

$$N_N \frac{d\alpha_2}{dt} = \epsilon_2 W_2 + \epsilon_1 G_{VV} - P_N N_N^2 x_2 (1 - x_2) / (1 - x_2 \exp(\delta_2))^2, \quad (6)$$

где  $W_2$  - полное число элементарных процессов накачки  $N_2$  в единице объема за единицу времени в газовом разряде;  $\epsilon_2$  - среднее количество колебательных квантов, приобретаемых молекулами  $N_2$  в одном элементарном акте накачки;  $P_N$  - константа скорости процесса  $VT$ -релаксации  $N_2(1) + N_2 \rightarrow N_2(0) + N_2$ . Для членов  $G_{VT}$  и  $G_{VV}$  в (1) - (2), (6) можно взять следующие выражения:

$$G_{VT} = 6N_{CO}^2 Q_{10} \Delta E_1 (n_0 + 1)^2 f_{n_0}^2 / \delta_{VV}^3 kT \epsilon_1,$$

$$G_{VV} = \frac{N_{CO} N_N Q_{12} (1 - x_1) (1 - x_2) \{x_1 - x_2 \exp[(E_2 - E_1)/kT]\}}{\epsilon_1 [1 - x_1 \exp(-\delta_1)]^2 [1 - x_2 \exp(\delta_2)]^2}.$$

Здесь  $x_i = \exp(-E_i/kT_i)$ ;  $E_2$  и  $T_2$  - соответственно, энергия первого колебательного уровня и колебательная температура  $N_2$ ;  $Q_{10}$  и  $\delta_{VV}$  - константа скорости процесса  $CO(1) + CO(0) \rightarrow CO(0) + CO(1)$  и член, учитывающий влияние ангармоничности на вероятности  $VV$ -обмена между молекулами  $CO$ ;  $Q_{12}$  - константа скорости процесса колебательно-колебательного обмена  $CO(1) + N_2(0) \rightarrow CO(0) + N_2(1)$ ; величины  $\delta_1$  и  $\delta_2$  учитывают влияние ангармоничности на вероятность колебательно-колебательного обмена между молекулами  $CO$  и  $N_2$  [4]. Таким образом, уравнения (1) и (6) вместе с выражениями (3), (5) образуют замкнутую систему, решение которой позволяет находить суммарную удельную мощность излучения  $CO$  лазера на смеси  $N_2-CO$ .

На основе разработанной эквивалентной двухуровневой модели были проведены расчеты характеристик электроионизационного  $CO$  лазера на смеси  $CO:N_2 = 1 : 19$ ,  $N_{CO} = 1,12 \cdot 10^{-6}$  моль/см<sup>3</sup> ( $T = 140$  K), при длительности возбуждения  $t_i = 63$  мкс [5]. С этой целью численно решались уравнения (1) и (6) с учетом (3) и (5). Значения  $W_1$  и  $W_2$  вычислялись по формулам  $W_i = \eta_i P_{in} / \epsilon_i E_i$ , где  $P_{in}$  – удельная мощность накачки,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  – доли мощности электрического разряда, идущие на возбуждение колебаний соответственно  $CO$  и  $N_2$  в исследуемой смеси, при этом полагалось, что  $\eta_1 = 0,2$  и  $\eta_2 = 0,7$ . Характерное время вращательной релаксации  $\tau$  бралось в расчетах равным  $(\pi \Delta \nu_L)^{-1}$ , где  $\Delta \nu_L$  – однородная полуширина линии  $CO$  [1]. Число  $j$  полагалось равным оптимальному значению:  $j = 10$ . В табл. 1 представлены результаты расчетов характеристик  $CO$  лазера при различных значениях удельной мощности возбуждения  $P_{in}$ . В эксперименте [5] для исследуемой смеси при энергии импульсов возбуждения  $Q_{in} = 0,7 - 1$  кДж, что соответствовало значению мощности накачки  $P_{in} = Q_{in} / t_i V = 1,4 - 2$  кВт/см<sup>3</sup>, где  $V = 8,1$  л – объем разрядного промежутка, был получен удельный лазерный энергосъем  $\epsilon_L \simeq 15 - 30$  Дж/л. Как видно из табл. 1, сравнимые результаты получены в ходе расчетов.

Т а б л и ц а 1

Зависимость энергосъема от мощности накачки

$P_{in}, \text{кВт/см}^3$	$\epsilon_L, \text{Дж/л}$	$\epsilon_L(t_i), \text{Дж/л}$	$T_2(t_i), \text{K}$
1	2	–	1192
1,4	10	1	1328
2	31	7	1503
3	73	25	1756

На основе двухуровневой модели проведены также расчеты лазерных характеристик для указанных выше условий, но при различных значениях температуры  $T(P_{in} = 2 \text{ кВт/см}^3)$ . При этом соответственно менялось оптимальное число  $j$  так, чтобы  $\gamma \simeq \text{const}$ . Результаты приведены в табл. 2. Видно, что с понижением температуры смеси удельный лазерный энергосъем, естественно, увеличивается. В то же время расчеты показывают возможность генерации и при температуре  $250 - 300$  K со снижением энергосъема в 2 – 3 раза.



Т а б л и ц а 2

Зависимость энергосъема от температуры

$T, K$	$j$	$\epsilon_L, Дж/л$	$T_1, K^*$	$T_2(t_i), K$
100	7	45	1895	1354
180	13	24	2245	1562
250	18	17	2410	1606
300	21	11	2490	1622

\* $T_1$  – колебательная температура нижних уровней  $CO$ , при которой идет генерация лазерного излучения.

Таким образом, в данной статье разработана эквивалентная двухуровневая модель электроразрядного  $CO$  лазера на смеси  $N_2-CO$ . На основе полученных уравнений проведены численные расчеты характеристик импульсного лазера с составом смеси  $N_2:CO = 19 : 1$ , возбуждаемого разрядом длительностью 63 мкс. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными указывает на корректность разработанной модели и ее применимость для теоретического исследования  $CO$  лазеров.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Игошин В. И., Ораевский А. Н., Курдоглян М. С. Квантовая электроника, **8**, 941 (1981).
- [2] Игошин В. И., Пичугин С. Ю. Квантовая электроника, **19**, 372 (1992).
- [3] Игошин В. И., Пичугин С. Ю. Краткие сообщения по физике ФИАН, **N** 11-12, 9 (1991).
- [4] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М., Наука, 1980.
- [5] Казакевич В. С. и др. Квантовая электроника, **21**, 467 (1994).

Поступила в редакцию 22 февраля 1995 г.