

ОБ УСЛОВИЯХ ПРИМЕНИМОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ МОДЕЛИ H_2-F_2 ЛАЗЕРА

В.И. Игошин, С.Ю. Пичугин

Выяснены условия применимости эквивалентной двухуровневой модели HF лазера и получены выражения для населенностей верхнего и нижнего состояний, отвечающих лазерному переходу в этой модели. Выполнены численные расчеты характеристик химического H_2-F_2 лазера с использованием многоуровневой и двухуровневой моделей и проведено сравнение результатов.

В работе /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 с населенностями n_u и n_l , причем мощность излучения на лазерном переходе $(u, j-1) \rightarrow (l, j)$ совпадает с суммарной мощностью, излученной на всех переходах (j — вращательное квантовое число). В /1/ был получен явный вид выражений для n_u и n_l , однако, уравнения для населенностей верхнего n_u^{j-1} и нижнего n_l^j лазерного уровня в двухуровневой модели явно не выводились и были записаны по аналогии с уравнениями для двухуровневого лазера. В связи с этим возникает вопрос об условиях применимости данной модели и получении уравнений для n_u^{j-1} и n_l^j в явном виде. Этому посвящена настоящая работа.

Рассмотрим HF лазер, генерирующий (усиливающий) одновременно на многих колебательно-вращательных переходах $(v, j-1) \rightarrow (v-1, j)$, где $v = 1, 2, \dots, R$; вращательное квантовое число j положим одинаковым во всех полосах. Запишем уравнения для населенностей вращательных подуровней лазерной молекулы, между которыми происходят радиационные переходы. Полагаем, что между подуровнями с номерами j и $j-1$, которые являются соответственно нижними и верхними уровнями для лазерных переходов с интенсивностью излучения I_{v+1} и I_v ($v = 1, 2, \dots$), происходят быстрые одноквантовые переходы $(v, j) \rightarrow (v, j-1)$ с константой скорости $Q_{j,j-1}$. Остальные процессы вращательной релаксации учитываем в рамках модели вращательного резервуара /1/. Учитывая, что населенности n_v колебательных уровней молекулы HF намного превосходят населенности рассматриваемых вращательных подуровней, получаем:

$$\begin{aligned}
 dn_0^j/dt &= \alpha_1 I_1 / \hbar \omega_1 + n_0 / M_j \tau - n_0^j / \tau, \\
 dn_1^{j-1}/dt &= -\alpha_1 I_1 / \hbar \omega_1 + n_1 / M_{j-1} \tau - n_1^{j-1} / \tau + Q_{j,j-1} n_1^j, \\
 dn_1^j/dt &= \alpha_2 I_2 / \hbar \omega_2 + n_1 / M_j \tau - n_1^j / \tau - Q_{j,j-1} n_1^j, \\
 &\dots\dots\dots \\
 dn_R^{j-1}/dt &= -\alpha_R I_R / \hbar \omega_R + n_R / M_{j-1} \tau - n_R^{j-1} / \tau.
 \end{aligned}$$

Здесь $M_{j-1} \tau$, $M_j \tau$, τ — характерные времена вращательной релаксации в модели вращательного резервуара /1/ для данного j (полагаем τ одинаковым для всех колебательных уровней), α_v — коэффициент усиления, I_v — интенсивность лазерного излучения с частотой ω_v на переходе $(v, j-1) \rightarrow (v-1, j)$.

Рассмотрим вариант, когда переходы $j \rightarrow j-1$ на колебательных уровнях $v = 1, 2, \dots, R-1$ происходят настолько быстро, что можно положить $Q_{j,j-1} n_v^j = \alpha_{v+1} I_{v+1} / \hbar \omega_{v+1}$ (это приблизительно верно при достаточно больших интенсивностях I_v). В этом случае имеем следующие уравнения:

$$\begin{aligned}
 dn_1^{j-1}/dt &= -\alpha_1 I_1 / \hbar \omega_1 + \alpha_2 I_2 / \hbar \omega_2 + n_1 / M_{j-1} \tau - n_1^{j-1} / \tau, \\
 dn_1^j/dt &= n_1 / M_j \tau - n_1^j / \tau, \\
 &\dots\dots\dots
 \end{aligned} \tag{1}$$

Умножим уравнения для n_v^{j-1} и n_v^j ($v = 2, 3, \dots, R$) на $1 + \omega_2/\omega_1 + \omega_3/\omega_1 + \dots + \omega_v/\omega_1$, просуммируем соответствующие уравнения, начиная с $v = 1$, и разделим на величину ϵ_1 — среднее количество колебательных квантов $\hbar \omega_1$, приобретаемых лазерной молекулой в одном элементарном акте накачки /2/. Получаем:

$$dn_u^{j-1}/dt = -P_L / \hbar \omega_{ul} + n_u / M_{j-1} \tau - n_u^{j-1} / \tau, \tag{2}$$

$$dn_u^j/dt = n_u / M_j \tau - n_u^j / \tau, \tag{3}$$

где $n_u^{j-1} = [n_1^{j-1} + (1 + \omega_2/\omega_1)n_2^{j-1} + \dots + (1 + \omega_2/\omega_1 + \dots + \omega_R/\omega_1)n_R^{j-1}] / \epsilon_1$, (для n_u^j — аналогичное выражение), $P_L = \alpha_1 I_1 + \alpha_2 I_2 + \dots + \alpha_R I_R$, $\hbar \omega_{ul} = \epsilon_1 \hbar \omega_1$, $n_u = [n_1 + (1 + \omega_2/\omega_1)n_2 + \dots + (1 + \omega_2/\omega_1 + \dots + \omega_R/\omega_1)n_R] / \epsilon_1$. Для усилителя, а также в случае квазистационарного приближения и для генератора,

величина P_L равна суммарной плотности мощности когерентного излучения без учета потерь. Величина n_u представляет собой плотность населенности верхнего колебательного уровня в двухуровневой схеме HF лазера (в модели гармонического осциллятора $n_u = \sum_{v=1}^R v n_v / \epsilon_1$ /1/).

Обозначим $n_l^j = n^j - n_u^j$, где $n^j = \sum_{v=0}^R n_v^j$. Тогда для n_l^j получим уравнение:

$$dn_l^j/dt = \epsilon_1 P_1 / \hbar \omega_{ul} + n_l^j / M_j \tau - n_l^j / \tau. \quad (4)$$

Здесь $P_1 = \alpha_1 I_1$ — удельная мощность когерентного излучения на переходе $(1, j-1) \rightarrow (0, j)$, $n_l^j = \sum_{v=0}^R n_v^j - n_u^j$. Таким образом, уравнения (2), (4) для величин, обозначенных нами n_u^{j-1} и n_l^j , будут приблизительно совпадать с уравнениями для населенностей верхнего и нижнего колебательно-вращательных подуровней в двухуровневой модели HF лазера, если $P_L \simeq \epsilon_1 P_1$.

Итак, мы вывели уравнения для населенностей верхнего и нижнего колебательно-вращательного подуровней в двухуровневой модели лазера. Они эквивалентны уравнениям, приведенным в /1/, в случае, когда $P_L = \epsilon_1 P_1$. Как показывают результаты численных расчетов для HF лазера, это условие приблизительно выполняется во всех исследованных нами вариантах.

В квазистационарном приближении в случае генерации (усиления) лазерного излучения во всех R полосах имеем:

$$\frac{d}{dt} \left[n_v^{j-1} - \frac{2j-1}{2j+1} n_{v-1}^j \right] = \frac{d}{dt} \Delta_v = 0 \quad (v=1, 2, \dots, R). \quad (5)$$

Поступая с этими выражениями также, как и с уравнениями для n_v^{j-1} и n_v^j , и учитывая, что при

достаточно больших R выполнено условие $\sum_{v=1}^R v n_{v-1} \simeq \sum_{v=0}^R n_v + \sum_{v=1}^R v n_v$, получаем:

$$\frac{d}{dt} \left[n_u^{j-1} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{(\epsilon_1 + 1) n_u^j + n_l^j}{\epsilon_1} \right] = \frac{d}{dt} \Delta_{ul} = 0, \quad (6)$$

и в случае генератора: $\Delta_{ul} = \sum_{v=1}^R (1 + \omega_2/\omega_1 + \dots + \omega_v/\omega_1) g_0/\sigma_v$. Здесь g_0 — порог резонатора, σ_v — сечение индуцированного излучения для перехода $(v, j-1) \rightarrow (v-1, j)$. Эти соотношения являются дополнительными к уравнениям (2)–(4) для n_u^{j-1} , n_u^j и n_l^j и позволяют определить P_l в квазистационарном приближении (при условии $P_l = \epsilon_1 P_1$) из (2)–(4), когда генерация (усиление) происходит на всех переходах $v, j-1 \rightarrow v-1, j$ ($v = 1, 2, \dots, R$):

$$P_l = \hbar \omega_{ul} \frac{\epsilon_1 (2j+1)}{2j-1 + \epsilon_1 (2j+1)} \left[\frac{n_u}{M_{j-1} \tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{1}{\epsilon_1} \frac{(\epsilon_1+1)n_u + n_l}{M_j \tau} - \frac{\Delta_{ul}}{\tau} \right]. \quad (7)$$

Реально, генерация лазерного излучения осуществляется в 5–6 полосах молекулы HF приблизительно лишь на половине времени суммарного импульса генерируемого излучения /2/, поэтому выражения (6) и (7) не применимы для нахождения характеристик HF лазера в широком временном диапазоне. В /1/ с этой целью использовались соотношения $d[n_u^{j-1} - (2j-1)n_l^j/(2j+1)]/dt = 0$, $n_u^{j-1} - (2j-1)n_l^j/(2j+1) = \Delta_{\Pi} = g_0/\sigma_1$, которые тоже записывались по аналогии с двухуровневым лазером.

В квазистационарном приближении находим, используя уравнения (1), выражения для $P_v = \alpha I_v$:

$$\begin{aligned} P_R &= \hbar \omega_R \left[\frac{n_R}{M_{j-1} \tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_{R-1}}{M_j \tau} - \frac{\Delta_R}{\tau} \right], \\ P_{R-1} &= \frac{\omega_{R-1}}{\omega_R} P_R + \hbar \omega_{R-1} \left[\frac{n_{R-1}}{M_{j-1} \tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_{R-2}}{M_j \tau} - \frac{\Delta_{R-1}}{\tau} \right], \\ &\dots \dots \dots \\ P_1 &= \frac{2j+1}{4j} \frac{\omega_1}{\omega_2} P_2 + \hbar \omega_1 \frac{2j+1}{4j} \left[\frac{n_1}{M_{j-1} \tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_0}{M_j \tau} - \frac{\Delta_1}{\tau} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Нами были проведены численные расчеты характеристик многоуровневого H_2-F_2 лазера с использованием формул (8). Расчеты выполнены для смеси $H_2:F_2:O_2:He = 100:400:25:235$ торр при уровне инициирования, задаваемом значениями начальной концентрации свободных атомов N_a , 10^{17} см^{-3} и 10^{18} см^{-3} . Вращательное число полагалось равным оптимальному значению $j = 7$. Для сравнения одновременно проводились расчеты с применением двухуровневой модели HF лазера с учетом ангармонизма /2/.

Расчеты показывают, что использование многоуровневой и двухуровневой моделей приводит к близким значениям P_L вплоть до моментов времени, немного меньших времени t_L окончания лазерного импульса в двухуровневой модели. При этом отношение P_L/P_1 не существенно отличается от значения $\epsilon_1 = 3,45$ на данном временном интервале. Для моментов времени, больших t_L , расчеты с использованием выражений (8) приводят к появлению "хвоста" импульса лазерного излучения, где основная роль принадлежит излучению, отвечающему переходам $(2, j-1) \rightarrow (1, j)$ и $(1, j-1) \rightarrow (0, j)$, причем $P_L/P_1 \approx 1$. Удельный лазерный энергосъем ϵ_L при уровне инициирования 10^{17} и 10^{18} см^{-3} составил соответственно 250 и 380 Дж/л (многоуровневая модель) и 207 и 317 Дж/л (двухуровневая модель). Расчеты с использованием выражения (7) для P_L в двухуровневой модели приводят к значениям $\epsilon_L = 199 \text{ Дж/л}$ ($N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $\epsilon_L = 135 \text{ Дж/л}$ ($N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Таким образом, применение эквивалентной двухуровневой модели HF лазера оправдано, когда велика скорость одноквантовых переходов $(v, j) \rightarrow (v, j-1)$ между подуровнями промежуточных колебательных полос ($v = 1, \dots, R-1$) молекул HF, принимающих участие в генерации (усилении) когерентного излучения. Это справедливо в практически интересных случаях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Игошин В.И., Ораевский А.Н., Курдоглыан М.С. Квантовая электроника, 8, 941 (1981).
2. B a s o v N.G. et al. Chemical Lasers, Berlin, Springer-Verlag, 1990.

Поступила в редакцию 2 октября 1991 г.