

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АКТИВНЫХ СРЕДАХ CO₂-ЛАЗЕРОВ С БЫСТРОЙ ПРОКАЧКОЙ

В. В. Невдах

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск

Кинетика электроразрядных CO₂-лазеров хорошо изучена и уже длительное время существует общепризнанное, качественное понимание механизма образования инверсии населенностей на основных лазерных переходах 00⁰1–10⁰0 (область 10–11 мкм) и 00⁰1–02⁰0 (область 9–10 мкм) – инверсия на колебательно-вращательных переходах молекул CO₂ образуется из-за различия в скоростях возбуждения и релаксации лазерных уровней (см., например, [1, 2]). Так же принято считать, что быстрое и эффективное охлаждение активной среды в CO₂-лазерах с быстрой прокачкой активной среды (БП) обеспечивает их существенно большую удельную выходную мощность по сравнению с отпаянными CO₂-лазерами [1–6]. Поэтому CO₂-лазеры с БП обычно называют конвективно-охлаждаемыми лазерами, а отпаянные CO₂-лазеры – диффузионно-охлаждаемыми лазерами. Согласно преобладающей в литературе точке зрения на роль процесса охлаждения в механизме генерации излучения CO₂-лазерами, повышение температуры активной среды ведет к увеличению теплового заселения нижнего лазерного уровня и к ускорению процесса релаксации верхнего лазерного уровня. Оба этих процесса уменьшают инверсию населенностей и тем самым ограничивают выходную мощность электроразрядных CO₂-лазеров. Именно с этими причинами связывается необходимость охлаждения активной среды CO₂-лазеров.

В то же время, для оценки выходной мощности P_{out} непрерывного CO₂-лазера с БП обычно используется выражение (см., например, [1, 2]):

$$P_{out} = \frac{\eta_L}{1 - \eta_L} c_p \left(\frac{dM}{dt} \right) (T_{in} - T_{out}), \quad (1)$$

где $\eta_L = P_{out}/P_{in}$, – эффективность лазера, P_{in} – мощность накачки, c_p – теплоемкость активной среды, dM/dt – её массовый расход, T_{in} и T_{out} – температура газовой смеси внутри и вне резонатора, соответственно.

Из формулы (1) следует, что $P_{out} \sim T_{in}$, но такая зависимость находится в очевидном противоречии с упоминавшейся выше точкой зрения на роль температуры активной среды в механизме генерации CO₂-лазеров. Кроме того, известно, что охлаждение активной среды CO₂-лазера с БП происходит вне резонатора и, следовательно, температура T_{out} не может непосредственно влиять на характеристики генерируемого излучения.

Существование CO_2 -лазеров с БП без замкнутого цикла подтверждает это утверждение.

Следует отметить и то, что из вида формулы (1) и из определения эффективности лазера следует, что выходная мощность лазера P_{out} выражена некорректно, поскольку и в правой части этой формулы в неявном виде содержится та же самая P_{out} в величине эффективности лазера η_L .

Таким образом, можно сделать вывод, что используемая для оценки выходной мощности излучения CO_2 -лазера с БП формула (1) физически некорректна. В то же время, существование указанных противоречий только подчеркивает уникальность этого типа лазеров, реальная эффективность которых обычно находится в пределах 10–15% при квантовом к.п.д. основного лазерного перехода 00^01-10^00 $\eta_q \sim 41\%$.

В настоящей работе представлена кинетическая модель CO_2 -лазера с БП, в которой учитываются особенности кинетики возбуждения и релаксации лазерных уровней в условиях прокачки активной среды и исследуется их влияние на работу непрерывного электроразрядного CO_2 -лазера с БП. В модели рассматривается поведение населенностей нижних колебательных уровней молекул CO_2 и N_2 в непрерывном разряде. Считается, что основными физическими процессами в такой системе являются процессы возбуждения и релаксации лазерных уровней, вынужденного излучения на лазерном переходе и быстрой прокачки газового потока через резонатор лазера. Предполагается, что:

- 1) верхний лазерный уровень 00^01 возбуждается из основного колебательного состояния 00^00 как за счет непосредственного соударения электронов и молекул CO_2 со скоростью возбуждения M_u^e , так и за счет квазирезонансной передачи колебательной энергии от возбужденных молекул N_2 со скоростью M_u^n , в то время как нижний лазерный уровень 10^00 возбуждается со скоростью M_l^e с основного состояния 00^00 только за счет электронного удара;
- 2) населенность N_u верхнего лазерного уровня 00^01 релаксирует по двум каналам – через уровень 11^10 , а затем уровни 10^00 и 01^10 со скоростью $1/\tau_1$, а также через уровень 03^10 деформационной моды со скоростью $1/\tau_2$;
- 3) релаксация населенности N_l нижнего лазерного уровня 10^00 также происходит через колебательные уровни деформационной моды со скоростью $1/\tau_{1-2}$;
- 4) любая молекула находится в резонаторе лазера в течение времени τ_v , (см. также [7, 8]).

Населенности лазерных уровней в условиях генерации излучения с частотой ν и интенсивностью I описываются обычной системой кинетических уравнений

$$\begin{aligned}\frac{dN_u}{dt} &= M_u^e + M_u^n - \sigma f(J) \frac{I}{h\nu} (N_u - N_l) - \frac{N_u}{\tau_u}, \\ \frac{dN_l}{dt} &= M_l^e + \sigma f(J) \frac{I}{h\nu} (N_u - N_l) + \frac{N_u}{\tau_1} - \frac{N_l}{\tau_l},\end{aligned}\quad (2)$$

где σ – сечение вынужденного излучения, $f(J)$ – функция распределения населенности по вращательным уровням, $\frac{1}{\tau_u} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_v}$, $\frac{1}{\tau_l} = \frac{1}{\tau_{1-2}} + \frac{1}{\tau_v}$,

τ_u и τ_l – времена жизни верхнего и нижнего лазерных уровней молекулы CO_2 в резонаторе лазера в условиях прокачки.

Нетрудно показать, что, решив систему (2) в стационарном случае и подставив полученные решения в выражение для насыщенного коэффициента усиления

$$g(J) = \sigma f(J) \cdot (N_u - N_l), \quad (3)$$

можно получить выражения для коэффициента усиления слабого сигнала $g_0(J)$ и интенсивности насыщения I_s соответственно в виде:

$$g_0(J) = \sigma f(J) \left[(M_u^e + M_u^n) \tau_u \left(1 - \frac{\tau_l}{\tau_1} \right) - M_l^e \tau_l \right] \quad (4)$$

и

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma f(J) \tau_u (1 + \tau_l/\tau_2)}. \quad (5)$$

Подставляя выражения (4) и (5) в формулу Ригрода (см., например, [9]), получаем следующее выражение для оценки выходной мощности CO_2 -лазера с прокачкой газа:

$$P_{out} \sim g_0(J) I_s = \frac{h\nu [(M_u^e + M_u^n)(1 - \tau_l/\tau_1) - M_l^e \tau_l/\tau_u]}{1 + \tau_l/\tau_2}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что выходная мощность такого CO_2 -лазера действительно определяется скоростями возбуждения и релаксации лазерных уровней.

Следует отметить, что из-за присутствия в системе кинетических уравнений (2) слагаемых, содержащих интенсивность излучения I , входящие в эти уравнения скорости возбуждения M имеют физический смысл количества молекул CO_2 , переведенных с основного состояния на

соответствующий уровень в течение 1с. При этом нужно учитывать, что любая молекула CO₂, находящаяся в резонаторе в течение времени 1с, может неоднократно принять участие в акте испускания излучения, последовательно участвуя в следующих процессах: 1) возбуждение с основного состояния на верхний лазерный уровень; 2) переход с верхнего лазерного уровня на нижний за счет процесса вынужденного испускания излучения; 3) релаксация с нижнего лазерного уровня и возвращение в основное состояние. Каждый из этих процессов протекает со своей скоростью. Для качественного анализа воспользуемся приближением, в котором считается, что длительность такого цикла процессов Δt_{cv} определяется временем колебательной релаксации нижнего лазерного уровня τ_{1-2} , т.е., что $\Delta t_{cv} \approx \tau_{1-2}$. Значит, за время 1с каждая молекула CO₂ может $\xi_{cv} = 1с/\Delta t_{cv}$ раз принять участие в акте испускания излучения.

Кроме того, нужно учитывать, что при прокачке активной среды через резонатор со скоростью $1/\tau_v$, за время 1с в резонаторе произойдет $\xi_v = 1с/\tau_v$ раз смена молекул [10]. Причем в резонатор поступают новые равновесные молекулы, имеющие температуру газа на входе в разряд T_0 .

Таким образом, для скоростей возбуждения лазерных уровней электронным ударом в условиях прокачки можно записать выражения $M_u^e = [\xi_{cv} N_c Q_{Vc}^{-1}(T_i) + \xi_v N_c Q_{Vc}^{-1}(T_0)] n_e k_u^e$, и $M_l^e = [\xi_{cv} N_c Q_{Vc}^{-1}(T_i) + \xi_v N_c Q_{Vc}^{-1}(T_0)] n_e k_l^e$, где N_c – плотность, $Q_{Vc}(T_i) = (1 - X_1)^{-1} (1 - X_2)^{-2} (1 - X_3)^{-1}$ – колебательная статистическая сумма, $X_i = \exp(-h\nu_i/kT_i)$, $h\nu_i$ – колебательный квант, T_i – колебательные температуры i -ой моды ($i=1, 2, 3$), молекул CO₂, n_e – плотность электронов разряда, k_u^e и k_l^e – константы скорости возбуждения верхнего и нижнего лазерных уровней молекулы CO₂ электронным ударом, соответственно.

Молекулы N₂, в отличие от молекул CO₂, участвуют только в двух процессах – в возбуждении колебательной моды ν_4 и в передаче колебательной энергии из этой моды в моду ν_3 молекулы CO₂. Каждая молекула N₂ может принять участие в этих процессах за 1с $\xi_n = 1с/\Delta t_n$ раз, где $\Delta t_n \approx \tau_{4,3}$ – время колебательно-колебательного обмена между молекулами N₂ и CO₂. Скорость накачки верхнего лазерного уровня молекулами N₂ в условиях прокачки описывается выражением $M_u^n = [\xi_n N_n Q_{Vn}^{-1}(T_4) + \xi_v N_n Q_{Vn}^{-1}(T_0)] n_e k_u^n$. Здесь N_n и Q_{Vn} – плотность и колебательная статистическая сумма молекул N₂ соответственно, T_4 – их

колебательная температура, k_n^e – константа скорости возбуждения колебательных уровней молекулы N_2 электронным ударом.

В случае режима БП, когда $1/\tau_v=1/\tau_{ff} \gg 1/\tau_1, 1/\tau_2, 1/\tau_{1-2}$, $\xi_v=\xi_{ff}=1c/\tau_{ff}$, можно считать, что времена жизни лазерных уровней определяются скоростью БП, т.е., что $\tau_u \approx \tau_l \approx \tau_{ff}$. В таком режиме диссоциация молекул CO_2 не успевает произойти и при известном составе смеси $CO_2:N_2=1:Y$ можно считать, что $N_n=YN_c$. При таких условиях в полученных выражениях для скоростей возбуждения лазерных уровней M_u^e , M_l^e и M_v^n , преобладающую роль играют слагаемые, описывающие возбуждение вновь поступающих в резонатор молекул и их подстановка в (6) приводит к новой формуле для выходной мощности CO_2 -лазера с БП в виде

$$P_{out} \sim \frac{n_e N_c h \nu}{\tau_{ff}} \left[Q_{vc}^{-1}(T_0) (k_u^e - k_l^e) + Q_{vn}^{-1}(T_0) Y k_v^e \right]. \quad (7)$$

Из формулы (7) можно сделать ряд важных качественных выводов.

Во-первых, видно, что выходная мощность CO_2 -лазера с БП в явном виде зависит от температуры газа только на входе в разряд. Причем эта зависимость, проявляющаяся через колебательные статистические суммы молекул CO_2 и N_2 , не является определяющей в диапазоне 300–1000K. Влияние же температуры газа в разряде, т.е. температуры активной среды на выходную мощность CO_2 -лазера с БП проявляется в основном через условия поддержания устойчивого однородного разряда.

Во-вторых, из (7) следует, что высокая выходная мощность CO_2 -лазера с БП в основном обусловлена высокой скоростью прокачки газа через резонатор, которая обеспечивает участие в процессе генерации в единицу времени большего числа молекул CO_2 . Другими словами, в режиме БП выходная мощность CO_2 -лазера определяется в основном интенсивностью насыщения, а не величиной инверсии, или коэффициентом усиления [11].

Эти выводы объясняют, почему физически некорректная формула (1) столь длительное время могла использоваться для оценок выходной мощности CO_2 -лазера с БП – содержащаяся в формуле (1) основная зависимость $P_{out} \sim dM/dt$ случайно совпадает с аналогичной зависимостью $P_{out} \sim N_c/\tau_{ff}$ из формулы (7).

В-третьих, формула (7) показывает определяющую роль молекул азота, как резервуара энергии для селективного возбуждения верхнего лазерного уровня. При достаточной величине этой энергии CO_2 -лазер может генерировать излучение даже в таких условиях разряда, при

которых $k_u^e - k_l^e < 0$, т.е. когда константа скорости возбуждения верхнего лазерного уровня электронным ударом меньше соответствующей константы скорости возбуждения для нижнего лазерного уровня.

В-четвертых, формула (7) также объясняет, почему в оптимальных составах активных сред CO₂-лазеров с БП отношение концентраций молекул N₂:CO₂=Y значительно превышает аналогичное отношение для отпаянных лазеров, и почему диапазон изменения оптимальных отношений N₂:CO₂ для различных по конструкции CO₂-лазеров с БП может меняться больше чем на порядок величины. При поддержании устойчивого разряда одна и та же выходная мощность лазера может быть получена в различных условиях разряда при различных комбинациях скорости прокачки и состава смеси и, следовательно, при различных температурах активных сред.

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ (грант Ф07–073).

1. Демариа А. // ТИИЭР. 1973. Т. 61, № 6. С. 54–74.
2. Виттеман В. CO₂-лазер. М.: Мир, 1990. 360 с.
3. Tam S.C., Noor Y.M., Yang L.J. // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. № 1. P. 192–196.
4. Nath A.K., Kumar M. // IEEE J. Quant. Electron. 1993. V. 29. № 4. P. 1199–1204.
5. Markillie A.J., Baker H.J., Betterton J.G., Hall D.R. // IEEE J. Quant. Electron. 1999. V. 35. № 8. P. 1134–1141.
6. Golubev V.S., Nath A.K. // Proceedings of SPIE. 2000. Vol. 4165. P. 42–55.
7. Невдах В.В., Ганджали Монире. // Журн. прикл. спектр. 2004. Т. 71. № 4. С. 490–495.
8. Невдах В.В., Ганджали Монире, Аришинов К.И. // Квант. электрон. 2007. Т. 37. № 3. С. 243–247.
9. Rigrod W.W. // IEEE J. Quant. Electron. 1978. V. 14. № 5. P. 377–381.
10. Nevdakh V.V. // Proceedings of SPIE. 2007. Vol. 6731, 67311F (5p).
11. Невдах В.В. // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 1. С. 9–12.