

О температурной модели CO₂-лазеров

В.В.Невдах, Монире Ганджали, К.И.Аршинов

Представлена уточненная температурная модель CO₂-лазеров, в которой учтено, что колебательные моды молекулы CO₂ имеют общий основной колебательный уровень. Получены новые формулы для чисел заполнения и запасов колебательной энергии в отдельных модах, а также выражения, связывающие колебательные температуры молекулы CO₂ со скоростями возбуждения и релаксации нижних колебательных уровней мод при возбуждении в электрическом разряде смеси CO₂ – N₂ – He. Обсуждается характер зависимостей колебательных температур от тока разряда.

Ключевые слова: температурная модель, колебательная температура, непрерывный CO₂-лазер, активная среда, электрический разряд, релаксация.

1. Введение

Для расчета энергетических характеристик CO₂-лазеров разных типов применяются как уровневые, так и температурные модели (см., напр., [1–5]). Хорошо известно, что наиболее корректный подход к решению такой задачи заключается в том, чтобы записать и решить систему кинетических уравнений для населенностей колебательных уровней, играющих существенную роль в формировании инверсии на уровнях лазерного перехода в конкретных условиях активной среды, т.е. использовать уровневую модель. Причем чем больше рассматривается уровней, тем больше точность таких расчетов. Но так же хорошо известно, что применимость данного подхода ограничена недостатком знаний о каналах релаксации, скоростях процессов возбуждения и релаксации, их температурных зависимостях для большинства колебательных уровней молекулы CO₂, особенно для расположенных выше уровня 00⁰1. По этой причине уровневые модели практически не применяются для расчета характеристик мощных технологических CO₂-лазеров, работающих на лазерном переходе 00⁰1 – 10⁰0.

Основной математической моделью, используемой для расчета таких систем, является температурная модель [1–4]. Физическим основанием этой модели служат реализуемые в условиях активной среды соотношения между характерными временами релаксации для молекулы CO₂: $\tau_{R-T} < \tau_{V-V} < \tau_{V-T} < \tau_{V-V'}$, где τ_{R-T} , τ_{V-V} , τ_{V-T} , $\tau_{V-V'}$ – времена вращательно-поступательной, колебательно-колебательной внутримодовой, колебательно-поступательной и колебательно-колебательной межмодовой релаксации соответственно [1]. Колебательные

моды v_1 , v_2 и v_3 молекул CO₂ и мода v_4 молекул N₂ рассматриваются как гармонические осцилляторы. Распределение населенности по колебательным уровням каждой из этих мод описывается распределением Больцмана со своей колебательной температурой T_i ($i = 1, 2, 3, 4$). Таким образом, зная колебательные температуры мод, можно определять населенность любого колебательного уровня молекул CO₂ и N₂, а также колебательную энергию E_i , запасенную в модах. Кинетические уравнения в температурной модели CO₂-лазеров обычно записываются для энергий E_i , или для чисел заполнения мод e_i , равных количеству колебательных квантов в каждой моде в расчете на одну молекулу [1–4].

Недостатком существующей температурной модели является то, что молекула CO₂ в ней рассматривается как совокупность трех независимых гармонических осцилляторов, энергия каждого из которых определяется только своей колебательной температурой, и все колебательные температуры рассматриваются как независимые параметры [2–4]. В таком виде температурная модель может использоваться только для качественного описания активных сред CO₂-лазеров при условии слабого возбуждения колебательных мод v_1 и v_2 , т.е. когда колебательные температуры T_1 и T_2 невелики и не сильно отличаются от газокинетической температуры T , которая также невелика. Однако в активных средах реальных CO₂-лазеров, особенно в активных средах мощных технологических систем, характеризующихся большим уровнем энерговклада, это условие не выполняется. Экспериментально было получено, что максимальной выходной мощности CO₂-лазеров соответствует температура активной среды в диапазоне 600–700 К (см., напр., [6–8]). Следовательно, колебательные температуры T_1 и T_2 при этом еще выше и использование существующей температурной модели может приводить к большим ошибкам при расчетах характеристик реальных CO₂-лазеров, а также к неправильному пониманию физических процессов, протекающих в таких активных средах.

В настоящей работе представлена уточненная температурная модель CO₂-лазеров, в которой учитывается,

В.В.Невдах, Монире Ганджали. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: nevдах@ifanbel.bas-net.by

К.И.Аршинов. Институт технической акустики НАНБ, Белоруссия, 210023 Витебск, просп. Людников, 13

Поступила в редакцию 13 февраля 2006 г., после доработки – 3 октября 2006 г.

что колебательные моды молекулы CO₂ связаны между собой не только процессами межмодовой релаксации, но и общим основным колебательным уровнем.

2. Числа заполнения и запас колебательной энергии в колебательных модах молекул N₂ и CO₂

В температурной модели молекула N₂ моделируется гармоническим осциллятором, в котором реализуется бoльцмановское распределение населенности по колебательным уровням с колебательной температурой T₄. Плотность населенности N_{v_n} любого колебательного уровня, характеризующегося колебательным квантовым числом v_n, описывается выражением

$$N_{v_n} = \frac{N_N}{Q_N} X_4^{v_n}, \tag{1}$$

где N_N – концентрация молекул N₂; X₄ = exp(–hv₄/kT₄); hv₄ – колебательный квант молекулы N₂;

$$Q_N = \sum_{v_n=0}^{\infty} X_4^{v_n} = (1 - X_4)^{-1} \tag{2}$$

– колебательная статистическая сумма. Из (1) следует, что колебательная температура T₄ определяется отношением населенностей любых двух соседних колебательных уровней молекулы N₂.

Запасенная в молекуле N₂ колебательная энергия

$$E_4 = \sum_{v_n=0}^{\infty} v_n hv_4 N_{v_n}. \tag{3}$$

Подстановка (1) в (3) с учетом (2) дает

$$E_4 = N_N hv_4 \frac{X_4}{1 - X_4}. \tag{4}$$

Число заполнения моды v₄

$$e_4 = \frac{E_4}{N_N hv_4} = \frac{X_4}{1 - X_4}. \tag{5}$$

Из выражений (1), (4) и (5) видно, что и относительное, и абсолютное значения населенностей колебательных уровней молекулы N₂, а также запас колебательной энергии в этой молекуле, или число заполнения моды v₄, определяются одним параметром – колебательной температурой T₄.

Колебательные моды молекулы CO₂, как уже говорилось выше, моделируются гармоническими осцилляторами, в каждом из которых реализуется бoльцмановское распределение населенностей по колебательным уровням со своей колебательной температурой T₁, T₂, T₃. Населенность любого колебательного уровня, характеризующегося колебательными квантовыми числами v₁, v₂ и v₃, [1–4]

$$N_{v_1, v_2, v_3} = \frac{N_C}{Q_C} X_1^{v_1} (v_2 + 1) X_2^{v_2} X_3^{v_3}, \tag{6}$$

где N_C – концентрация молекул CO₂; X_i = exp(–hv_i/kT_i); hv_i – колебательный квант i-й моды;

$$Q_C = \sum_{v_1} X_1^{v_1} \sum_{v_2} (v_2 + 1) X_2^{v_2} \sum_{v_3} X_3^{v_3} = (1 - X_1)^{-1} (1 - X_2)^{-2} (1 - X_3)^{-1} \tag{7}$$

– колебательная статистическая сумма для молекул CO₂.

Из (6) следует, что колебательная температура любой моды молекулы CO₂, как и в случае молекулы азота, определяется отношением населенностей любых двух соседних уровней этой моды. Для чисел заполнения мод v₁, v₂ и v₃ используют выражения, аналогичные выражению (5) (см. [1–4]),

$$e_1 = \frac{X_1}{1 - X_1}, \quad e_2 = \frac{2X_2}{1 - X_2}, \quad e_3 = \frac{X_3}{1 - X_3}. \tag{8}$$

(Дополнительный множитель в выражении для e₂ связан с двукратным вырождением деформационной моды.)

Энергетика CO₂-лазера определяется запасом колебательной энергии в антисимметричной моде v₃ молекулы CO₂ и в моде v₄ молекулы N₂, который в приближении hv₄ ≈ hv₃ и X₄ ≈ X₃ обычно записывают в виде

$$E_3 + E_4 \approx (N_C + N_N) hv_3 \frac{X_3}{1 - X_3}. \tag{9}$$

Таким образом, в существующей температурной модели и относительное распределение населенности любых двух соседних уровней каждой колебательной моды молекулы CO₂, и запас колебательной энергии в каждой моде, или число её заполнения, так же, как и в случае молекулы N₂, определяются только одним параметром – соответствующей колебательной температурой. Но для нахождения запаса колебательной энергии в моде нужно знать не относительные, а абсолютные значения населенностей колебательных уровней этой моды, которые, как видно из (6), определяются всеми тремя колебательными температурами. Поэтому и запас колебательной энергии в любой моде молекулы CO₂ должен определяться всеми тремя колебательными температурами. Физическим основанием этого является общность всех трех мод для основного колебательного уровня 00⁰0 молекулы CO₂. Действительно, из (6) следует, что для населенностей первых возбужденных колебательных уровней каждой из мод молекулы CO₂ можно соответственно записать:

$$\begin{aligned} N_{10^0 0} &= N_{00^0 0} \exp(-hv_1/kT_1) = N_{00^0 0} X_1, \\ N_{01^1 0} &= 2N_{00^0 0} \exp(-hv_2/kT_2) = 2N_{00^0 0} X_2, \\ N_{00^0 1} &= N_{00^0 0} \exp(-hv_3/kT_3) = N_{00^0 0} X_3. \end{aligned} \tag{10}$$

Из выражений (10) видно, что любое изменение населенности N_{00⁰0} основного колебательного состояния 00⁰0 приводит к изменению всех трех колебательных температур T₁ – T₃, и поэтому можно сказать, что колебательные температуры молекулы CO₂ являются взаимозависимыми параметрами. Используя (6) с учетом (7), получаем

$$\begin{aligned} E_3 &= \sum_{v_3=0}^{\infty} (v_3 hv_3 N_{00^0 v_3}) \\ &= N_C hv_3 (1 - X_1)(1 - X_2)^2 \frac{X_3}{1 - X_3} \end{aligned} \tag{11}$$

и

$$e_3 = (1 - X_1)(1 - X_2)^2 \frac{X_3}{1 - X_3}. \quad (12)$$

Аналогично

$$e_1 = (1 - X_2)^2(1 - X_3) \frac{X_1}{1 - X_1} \quad (13)$$

и

$$e_2 = (1 - X_1)(1 - X_3) \frac{2X_2}{1 - X_2}. \quad (14)$$

Суммарная колебательная энергия, запасенная в антисимметричной моде ν_3 молекулы CO₂ и в моде ν_4 молекулы N₂, в приближении $h\nu_4 \approx h\nu_3$ и $X_4 \approx X_3$ определяется выражением

$$E_3 + E_4 \approx [N_C(1 - X_1)(1 - X_2)^2 + N_N]h\nu_3 \frac{X_3}{1 - X_3}. \quad (15)$$

Принципиальное отличие полученных формул (12)–(14) от ранее использовавшихся формул (8) состоит в том, что в них числа заполнения каждой моды CO₂ определяются не одной колебательной температурой этой моды, а колебательными температурами всех трех мод.

Рассмотрим смесь CO₂ : N₂ ≈ 1 : 1, обычно используемую в непрерывных электроразрядных CO₂-лазерах. Нетрудно убедиться, что выражения (12) и (8) ставят в соответствие одному и тому же запасу колебательной энергии разные значения колебательной температуры T_3 , причем (8) дает меньшее значение T_3 , чем (12). Если эти данные используются вместе с экспериментально измеренным коэффициентом усиления, то заниженные значения T_3 автоматически приводят к заниженным значениям колебательных температур T_1 и T_2 . Неправильно найденные колебательные температуры ведут, в свою очередь, к неправильному пониманию физических процессов, протекающих в активной среде и приводящих к установлению этих температур [9]. Это особенно важно при рассмотрении зависимостей параметров CO₂-лазера от энергии накачки, когда при ее увеличении растут все колебательные температуры. Покажем это на конкретных примерах.

Пусть при определенном энерго вкладе в разряд реализовано число заполнения антисимметричной моды $e_3 = 0.2262$, что согласно (8) соответствует колебательной температуре $T_3 \approx 2000$ К. Если учесть, что при такой T_3 могут реализовываться колебательные температуры мод ν_1 и ν_2 , близкие к $T_1 \approx 600$ К и $T_2 \approx 500$ К (см., напр., [9, 10]), то выражение (12) дает для этого же числа заполнения моды ν_3 температуру $T_3 \approx 2396$ К. Таким образом, различие в T_3 из (8) и (12) составляет $\Delta T_3 \approx 400$ К. При увеличении энерго вклада, когда числа заполнений всех мод увеличиваются, ΔT_3 также увеличивается. Так, например, для $e_3 = 0.4795$ формула (8) дает $T_3 \approx 3000$ К. Но, если учесть, что при этом увеличиваются и T_1 , и T_2 (например, возьмем $T_1 \approx 700$ К и $T_2 \approx 600$ К), то из выражения (12) получим $T_3 \approx 4280$ К и $\Delta T_3 \approx 1280$ К. Какие же колебательные температуры T_3 могут быть достигнуты в активных средах электроразрядных CO₂-лазеров при увеличении энерго вклада в разряд?

По данным работ [10–16] температура T_3 , измеренная различными методами, насыщается как в непрерывном, так и в импульсном разрядах. Ссылаясь на экспери-

ментальные результаты, авторы работы [16] сделали вывод о существовании некоего фундаментального ограничения на величину T_3 в электроразрядных CO₂-лазерах, которое не позволяет достичь $T_3 > 2000 - 3000$ К (в зависимости от состава смеси). Таким фундаментальным ограничением они считают действие механизма девозбуждения колебательного уровня 00⁰1 молекул CO₂ электронным ударом и даже определили сечение этого процесса. Однако тот факт, что в этих же работах получены разные величины максимальных T_3 при различных условиях возбуждения и составах активной среды, а в работе [17] сообщалось о достижении $T_3 = 3400$ К, свидетельствует об отсутствии такого фундаментального ограничения.

3. Колебательные температуры молекулы CO₂ при возбуждении в электрическом разряде смеси CO₂ – N₂ – He

Возбуждение молекул CO₂ в электрическом разряде осуществляется при их столкновениях с электронами разряда. Известно, что при этом происходит возбуждение не какой-то одной степени свободы молекул CO₂, а многих – поступательных, вращательных, колебательных, а также перевод молекул в возбужденные электронные состояния, их ионизация и диссоциация. Доля энергии электрона, передаваемая в различные степени свободы молекулы при их столкновении, зависит от величины E/N , где E и N – напряженность электрического поля и суммарная концентрация частиц в разряде. По данным работ [18, 19] даже при оптимальном для возбуждения моды ν_3 распределении электронов по энергиям наряду с возбуждением этой моды возбуждаются моды ν_1 и ν_2 , а также растет температура газа. Схема нижних колебательных уровней и рассматриваемых в модели процессов их возбуждения и релаксации представлена на рис. 1. Считаем, что возбуждение уровня 10⁰0 осуществляется из основ-

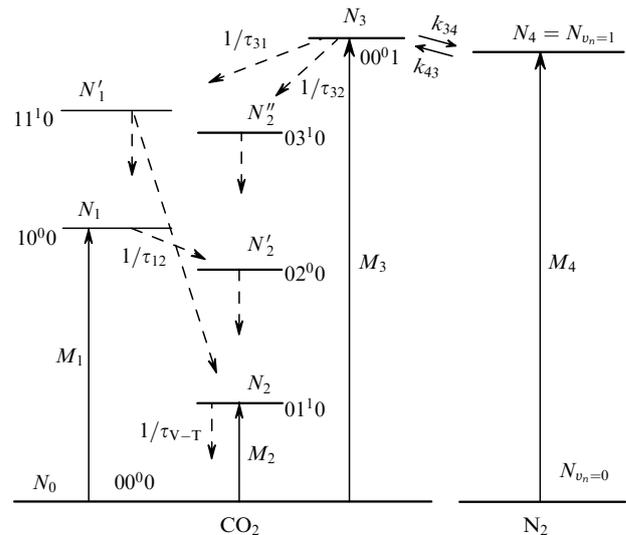


Рис. 1. Схема нижних колебательных уровней молекул CO₂ и N₂. Показаны процессы возбуждения (сплошные стрелки) и релаксации (штриховые стрелки), используемые в кинетической модели электроразрядного CO₂-лазера; N_i и M_i – населенности и скорости возбуждения электронным ударом соответствующих колебательных уровней; τ_{ij} – вероятность релаксации населенности i -го уровня CO₂ по различным каналам; k_{34} и k_{43} – константы скоростей прямого и обратного процессов колебательного энергообмена между молекулами CO₂ и N₂.

ного состояния главным образом электронным ударом, тогда как возбуждение уровня $00^0 1$ осуществляется как прямым электронным ударом, так и в результате квази-резонансной передачи колебательной энергии от возбужденных молекул N_2 . В модели учитывается, что релаксация населенности возбужденного колебательного уровня $00^0 1$ происходит по двум каналам: во-первых, через комбинационный уровень $11^1 0$ и далее уровни $10^0 0$ и $01^1 0$, а во-вторых, через уровень $03^1 0$ деформационной моды. Таким образом, $1/\tau_{3\Sigma} = 1/\tau_{31} + 1/\tau_{32}$. Здесь $\tau_{3\Sigma}$ – время жизни уровня $00^0 1$. В свою очередь, релаксация населенности уровня $10^0 0$ также осуществляется через деформационную моду. Это приводит к дополнительному уменьшению населенности основного колебательного состояния в результате процессов столкновительной релаксации почти на такую же величину, как и в результате процессов возбуждения электронным ударом. Другими словами, процессы столкновительной релаксации практически удваивают число молекул CO_2 , переводимых с основного колебательного состояния на вышележащие колебательные уровни. Соответствующая система кинетических уравнений имеет вид [20]

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= M_3 - \frac{N_3}{\tau_{3\Sigma}} + k_{43}N_4N_0 - k_{34}N_3N_{v_n=0}, \\ \frac{dN_4}{dt} &= M_4 - k_{43}N_4N_0 + k_{34}N_3N_{v_n=0}, \\ \frac{dN_1}{dt} &= M_1 + \frac{N_3}{\tau_{31}} - \frac{N_1}{\tau_{12}}, \\ \frac{dN_2}{dt} &= M_2 + \frac{N_1}{\tau_{12}} + N_3 \left(\frac{1}{\tau_{31}} + \frac{1}{\tau_{32}} \right) - \frac{N_2}{\tau_{v-T}}, \\ \frac{dN_0}{dt} &= -M_1 - M_2 - M_3 - \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{v-T}}, \end{aligned} \tag{16}$$

где N_1, N_2, N_3 и M_1, M_2, M_3 – населенности и скорости возбуждения электронным ударом колебательных уровней $10^0 0, 01^1 0$ и $00^0 1$ соответственно; M_4 и $N_4 = N_{v_n=1}$ – скорость возбуждения электронным ударом и населенность первого колебательного уровня молекулы N_2 (см. рис.1). В электрическом разряде обычно $T > 300$ К и можно считать, что $k_{34} \approx k_{43}$. В стационарном случае решение системы (16) имеет вид

$$\begin{aligned} N_3 &= (M_3 + M_4)\tau_{3\Sigma}, \quad N_1 = \left[M_1 + (M_3 + M_4) \frac{\tau_{3\Sigma}}{\tau_{31}} \right] \tau_{12}, \\ N_2 &= \left[M_1 + M_2 + (M_3 + M_4)\tau_{3\Sigma} \left(\frac{1}{\tau_{3\Sigma}} + \frac{1}{\tau_{31}} \right) \right] \tau_{v-T}. \end{aligned} \tag{17}$$

Из выражений (17) видно, что добавление в состав смеси молекул N_2 приводит к увеличению населенности верхнего лазерного уровня N_3 в результате увеличения как скорости его возбуждения, так и времени его жизни. В то же время, релаксационные процессы в молекуле CO_2 приводят к росту населенностей и других уровней, в том числе N_1 и N_2 . Поэтому достижение состояния инверсии определяется соотношением между скоростями возбуждения и релаксации соответствующих уровней.

Представим выражения для $M_1 - M_3$ в виде $M_i = k_i^e n_e N_0$, а для M_4 в виде $M_4 = k_4^e n_e N_{v_n=0}$, где n_e – плот-

ность электронов разряда, k_i^e – константа скорости возбуждения i -го уровня электронным ударом. Если отношение парциальных давлений в смеси CO_2 и N_2 равно $1/Y$, то $N_{v_n=0} = YN_0 Q_C / Q_N$. Подстановка выражений для $M_1 - M_4$ в (17) с учетом того, что $X_3 \approx X_4$, приводит к системе из трех уравнений относительно X_1, X_2 и X_3 . Однако получить решение этой системы, удобное для анализа, достаточно сложно. С другой стороны, нетрудно убедиться, что при температурах, обычно реализуемых в активных средах электроразрядных CO_2 -лазеров, использование соотношения $Q_C / Q_N \approx Q_C(T)$ и, следовательно, $N_{v_n=0} \approx YN_0 Q_C(T)$ не приводит к большим погрешностям для величины $N_{v_n=0}$. В этом случае из (17) и (10) получаются достаточно простые для качественного анализа выражения для колебательных температур

$$\begin{aligned} T_1 &= \Theta_1 \left(\ln \left\{ \left[k_1^e + (k_3^e + k_4^e Y Q_C(T)) \frac{\tau_{3\Sigma}}{\tau_{31}} \right] n_e \tau_{12} \right\}^{-1} \right)^{-1}, \\ T_3 &= \Theta_3 (\ln \{ [k_3^e + k_4^e Y Q_C(T)] n_e \tau_{3\Sigma} \}^{-1})^{-1}, \\ T_2 &= \Theta_2 \left(\ln 2 \left\{ \left[k_1^e + k_2^e + (k_3^e + k_4^e Y Q_C(T)) \tau_{3\Sigma} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. \times \left(\frac{1}{\tau_{3\Sigma}} + \frac{1}{\tau_{31}} \right) \right] n_e \tau_{v-T} \right\}^{-1} \right)^{-1}, \end{aligned} \tag{18}$$

где $\Theta_1 = 1997$ К, $\Theta_2 = 960$ К, $\Theta_3 = 3380$ К – колебательные кванты мод молекулы CO_2 .

Из выражений (18) видно, что характер зависимостей колебательных температур $T_1 - T_3$ от условий возбуждения, например от тока разряда (плотности электронов разряда), зависит от соотношения между скоростью изменения этих условий и скоростями изменения времен жизни соответствующих уровней (эти изменения происходят из-за изменения температуры газа). При достаточном нагреве газа уменьшение времен жизни уровней $\tau_{3\Sigma}, \tau_{12}$ и τ_{v-T} может привести к насыщению соответствующих колебательных температур даже при увеличении скоростей возбуждения этих уровней.

На рис.2 представлены рассчитанные колебательные температуры T_3 (кривые 1 – 5) в зависимости от концент-

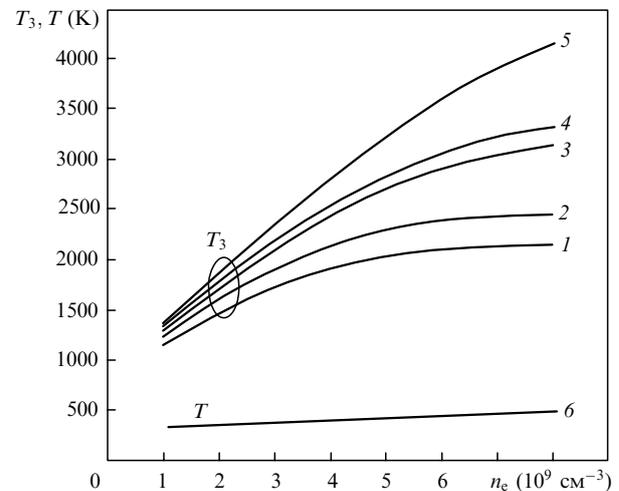


Рис.2. Колебательные температуры T_3 , рассчитанные по формуле (18) для смесей $CO_2 : N_2 : He = 1 : 1 : 3$ (1), $1 : 1 : 8$ (2), $1 : 6 : 3$ (3), $1 : 8 : 12$ (4) и $1 : 22 : 5$ (5), при температуре газа T (6) в зависимости от концентрации электронов разряда.

рации электронов разряда для некоторых смесей, используемых в непрерывных электроразрядных CO₂-лазерах различных типов. Константы скоростей возбуждения k_3^e и k_4^e взяты из [21] и считались одинаковыми для всех смесей. Также считалось, что при увеличении тока разряда температура газа T линейно возрастает от 325 до 500 К (кривая 6). Времена релаксации рассчитывались с использованием данных работ [22–24]. Видно, что увеличение температуры газа по-разному отражается на характере приведенных зависимостей: если для смеси CO₂ : N₂ : He = 1 : 22 : 5 колебательная температура T_3 почти линейно растет (кривая 5), для смеси CO₂ : N₂ : He = 1 : 1 : 8 она имеет явное насыщение (кривая 2), то для смеси CO₂ : N₂ : He = 1 : 1 : 3 (кривая 1) рост T_3 даже сменяется уменьшением. Рис.2 ясно показывает, что разные предельные значения T_3 , получающиеся для смесей различного состава, это не проявление какого-то фундаментального ограничения на величину T_3 в электроразрядных CO₂-лазерах, что утверждается в работе [16], а обычный результат действия процессов столкновительной релаксации, скорости которых зависят от состава смеси и ее температуры.

Из формул (18) также видно, что при одинаковой концентрации электронов разряда в смеси CO₂ – N₂ – He будет реализовываться большая колебательная температура T_3 , чем в смеси CO₂ – He из-за появления дополнительного канала накачки и увеличения времени жизни верхнего лазерного уровня. Причем увеличение доли молекул азота в смеси влияет на оба эти фактора, приводя к росту T_3 (см. кривые 1, 3, 5 на рис.2). Такой вывод находится в полном соответствии с результатами эксперимента (см., напр., [10]), которые показывают, что большая колебательная температура T_3 достигается в газовой смеси с меньшим содержанием CO₂.

Отметим, что мы рассматривали примеры, когда исходный состав смеси не изменялся. Реально это может осуществляться в электроразрядных CO₂-лазерах с быстрой прокачкой. В условиях же отпаянных лазеров нужно учитывать диссоциацию молекул CO₂ и рассматривать смесь CO₂ – N₂ – CO – He. В основном кинетика процессов в смеси CO₂ – CO аналогична кинетике в смеси CO₂ – N₂. Появление в составе смеси молекул CO ведет к увеличению скорости накачки и времени жизни верхнего лазерного уровня, а также к уменьшению времени жизни уровня 01¹0, что способствует релаксации нижнего лазерного уровня (см., напр., [21]), и с этой точки зрения является положительным моментом, т.к. способствует получению инверсии. Количественно влияние молекул CO на характеристики CO₂-лазера зависит от соотношения CO₂ – CO в активной среде.

4. Заключение

Показано, что для корректного использования температурной модели CO₂-лазеров, в которой колебательные моды молекулы CO₂ рассматриваются как гармонич-

еские осцилляторы, в каждом из которых реализуется больцмановское распределение населенностей по уровням со своей колебательной температурой, следует учитывать, что все три колебательные моды молекулы CO₂ имеют общий основной колебательный уровень. Получены новые выражения для чисел заполнения и запаса колебательной энергии в модах молекулы CO₂. Из этих выражений следует, что для каждой моды данные величины зависят от колебательных температур всех трех мод. Также получены выражения, связывающие колебательные температуры молекулы CO₂ со скоростями возбуждения и временами жизни нижних уровней колебательных мод при непрерывном возбуждении в электрическом разряде смеси CO₂ – N₂ – He. Показано, что характер зависимостей колебательных температур от энергии накачки зависит от соотношения скорости возбуждения уровня 00⁰1 и скоростей релаксации соответствующих уровней. В частности, уменьшение времени жизни верхнего лазерного уровня из-за нагрева газа в разряде может привести не только к насыщению, но и к уменьшению колебательной температуры T_3 при увеличении тока разряда.

1. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
2. Смит Т., Томсон Р. *Численное моделирование газовых лазеров* (М.: Мир, 1981).
3. Велихов Е.П., Баранов В.Ю., Летохов В.С. и др. *Импульсные CO₂-лазеры и их применение для разделения изотопов* (М.: Наука, 1983).
4. Ионин А.А., Ковш И.Б., Соболев В.А., Урин Б.М. *Электроразрядные инфракрасные лазеры высокого давления и их применения* (Итоги науки и техники. Сер. «Радиотехника». М.: ВИНТИ, 1984, т. 32).
5. Витteman В. *CO₂-лазер* (М.: Мир, 1990).
6. Вехтеров А.А., Илюхин А.А., Конев Ю.Б. и др. *Письма в ЖТФ*, **11**, 3 (1995).
7. Tsui K.H., Zanon R.A.D., Massone C.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1199 (1993).
8. Harry J.E., Evans D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 503 (1988).
9. Невдах В.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **58**, 52 (1994).
10. Siemsen K., Reid J., Dang C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 668 (1980).
11. Gorobets V.A., Petukhov V.O., Churakov V.V. *J. Techn. Phys.*, **40**, 185 (1999).
12. Dang C., Reid J., Garside B.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 1097 (1980).
13. Smith A.L.S., Mellis J. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 1037 (1982).
14. Mellis J., Smith A.L.S. *Opt. Commun.*, **41**, 121 (1982).
15. Dang C., Reid J., Garside B.K. *Appl. Phys. B*, **27**, 145 (1982).
16. Dang C., Reid J., Garside B.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 755 (1983).
17. Reid J., Siemsen K. *J. Appl. Phys.*, **48**, 2712 (1977).
18. Nighan W.L., Bennett J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 240 (1969).
19. Nighan W.L. *Phys. Rev. A*, **2**, 1989 (1970).
20. Невдах В.В., Монире Ганджали. *ЖПС*, **72**, 72 (2005).
21. Соболев Н.Н., Соковиков В.В. *УФН*, **91**, 425 (1967).
22. Лешенюк Н.С., Невдах В.В., Орлов Л.Н. и др. *ЖПС*, **28**, 978 (1978).
23. Лешенюк Н.С., Невдах В.В., Орлов Л.Н. *ЖПС*, **34**, 994 (1981).
24. Невдах В.В., Орлов Л.Н., Лешенюк Н.С. *ЖПС*, **70**, 246 (2003).