

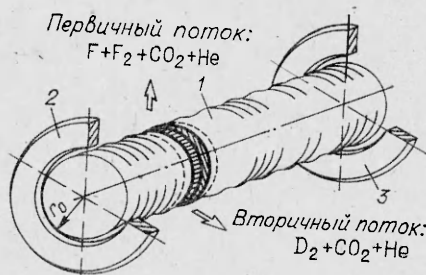
**ЧИСЛЕННЫЙ ДВУМЕРНЫЙ АНАЛИЗ
КОЛЬЦЕВОЙ МОДЕЛИ DF — CO₂-НХЛ
С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ СМЕШЕНИЯ РЕАГЕНТОВ**

*Н. А. Коноплев, А. А. Степанов, В. А. Щеглов
(Москва)*

В [1, 2] отмечалось, что использование расширяющихся сверхзвуковых потоков при надлежащем выборе уровня иницирования и степени газодинамического расширения позволяет создать условия, при которых удельные энергетические показатели непрерывного химического DF — CO₂-лазера почти вдвое превышают аналогичные показатели лазера с плоской геометрией соплового блока. Таким образом, расчеты показывают, что в принципе имеется возможность управлять энергетическими характеристиками DF — CO₂-лазера газодинамическими методами. Заметим, что для экспериментальной реализации условий, указанных в [1, 2], не обязательно использовать цилиндрический сопловой блок с аксиальной симметрией потока (фиг. 1). На практике можно, например, ограничиться секторной моделью подобной конструкции. Важно лишь, чтобы угол раскрытия сектора был достаточно велик. В этом случае краевые эффекты мало искажают радиальный характер течения и результаты, полученные для кольцевой модели лазера, остаются в силе.

Расчеты в [1, 2] проводились на основе одномерной модели, при этом эффекты смещения реагентов во внимание не принимались. В общем случае для учета этих эффектов целесообразнее использовать самосогласованные двумерные модели, позволяющие более корректно описать процесс перемешивания потоков окислителя и горючего.

В данной работе с использованием двумерного подхода и с учетом эффектов вязкости, диффузии и теплопроводности исследуется влияние конечной скорости перемешивания на удельные энергетические показатели DF — CO₂-лазера при плоской и цилиндрической геометрии соплового блока.



Ф и г. 1

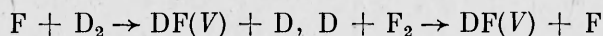
1. Основные уравнения. Ограничиваясь рассмотрением автономного варианта химического DF — CO₂-лазера, напомним (см. также [1, 2]), что в таком лазере для создания активных центров (атомов фтора) в качестве вспомогательной используется реакция



обеспечивающая наработку лазерных молекул CO₂ без образования побочных продуктов. Тепло, выделяющееся в ходе реакции, используется для создания активных центров, которые образуются при тепловой диссоциации молекулярного фтора, подмешиваемого к продуктам реакции (1.1): $\text{F}_2 + Q \rightarrow 2\text{F}$. Необходимая степень иницирования (начальное количество атомов фтора) обеспечивается разбавлением смеси CO/O₂ инертным газом (гелием), который контролирует температуру продуктов горения.

Цилиндрический сопловой блок в кольцевой модели выполняется в виде набора соосных малогабаритных кольцевых сопел, чередующихся для потоков окислителя (F, F₂, CO₂, He) и горючего (D₂, CO₂, He) в определенном порядке (см. фиг. 1). На выходе соплового блока потоки окисли-

теля и горючего смешиваются между собой и вследствие протекания цепной реакции



в активной среде лазера образуются колебательно-возбужденные молекулы фтористого дейтерия. В дальнейшем в результате колебательного VV -обмена энергия от возбужденных молекул передается в антисимметричную моду CO_2 и на переходе полосы $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$ создается инверсная заселенность молекул CO_2 , приводящая к генерации на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм. Отметим, что, помимо указанных процессов, в активной среде происходит еще целая цепь различных химико-кинетических превращений (см., например, [1—4]).

Пусть h_1 и h_2 — ширины струй окислителя и горючего в направлении оси z , а $h_* = (1/2)(h_1 + h_2)$ — полуширина периода сопловой решетки. Обычно $h_* \ll \Delta r_{\text{лаз}}$ ($\Delta r_{\text{лаз}}$ — характерная протяженность лазерной зоны по потоку), и по этой причине движение газа в области резонатора во многом аналогично вязкому течению в узких каналах. Известно (см., например, [5—7]), что приближенные уравнения газодинамики, описывающие течение вязкого сжимаемого газа в каналах малой ширины, по форме совпадают с уравнениями пограничного слоя. Тем не менее при количественном описании движения газа в приближении узкого канала и в приближении пограничного слоя имеется принципиальная разница.

Действительно, в тонком пограничном слое распределение давления по потоку известно из решения задачи для внешнего невязкого потока [8, 9]. В случае же вязкого течения в узком канале распределение давления по потоку заранее неизвестно и должно определяться в результате самосогласованного решения всех уравнений газодинамики. Именно это обстоятельство и предопределяет различие в методах решения уравнений пограничного слоя и уравнений узкого канала. Интересно также отметить, что даже в особом случае «свободного» расширения (при плоской геометрии сопла и малой высоте струй), когда давление газа по потоку не меняется, режим течения принципиально отличается от течения в пограничном слое, поскольку неизвестной оказывается степень этого расширения по потоку. Как показано, например, в [10], степень расширения в таком режиме определяется на основе самосогласованного решения всех уравнений газодинамики.

Поскольку в данной работе исследуются лишь расчетные режимы истечения из сопла, поперечным градиентом давления в дальнейшем пренебрегается ($\partial p / \partial z = 0$). В [11, 12] показано, что подобное приближение удовлетворительно описывает процесс перемешивания расчетных струйных течений химически реагирующего газа даже при интенсивном тепловыделении в потоке.

С учетом сказанного при цилиндрическом (радиальном) течении вязкого реагирующего газа исходные уравнения газодинамики в приближении узкого канала можно взять в виде

$$(1.2) \quad \frac{\partial}{\partial r}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho wr) = 0,$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial r} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{dp}{dr} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right),$$

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial r} + \rho w \frac{\partial h}{\partial z} = u \frac{dp}{dr} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \sum_i h_i D_i \frac{\partial C_i}{\partial z} \right) - gI,$$

$$p = \rho RT / W_s, \quad \rho u \frac{\partial C_i}{\partial r} + \rho w \frac{\partial C_i}{\partial z} = \dot{w}_i + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial z} \right),$$

$$\rho u \frac{\partial E_h}{\partial r} + \rho w \frac{\partial E_h}{\partial z} = \dot{w}_{E_h} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_h \frac{\partial E_h}{\partial z} \right).$$

Здесь ρ — плотность смеси; u и w — радиальная и поперечная составляющие скорости потока; T — температура; p — давление; $h = \sum_i h_i C_i$ — удельная энтальпия смеси; h_i — энтальпия i -го компонента; $C_i = \rho_i/\rho$ — относительная массовая концентрация i -го компонента; W — молекулярный вес смеси; μ , λ и D_i — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии; $E_k = \sum_v \nu C_k(v)$ — безразмерная колебательная энергия k -го компонента; w_i и w_{E_k} — источниковые члены, описывающие процессы химической, колебательной и радиационной кинетики; g — локальный коэффициент усиления на стандартном переходе $P(20)$ полосы $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$; I — интенсивность излучения; R — универсальная газовая постоянная.

В отличие от системы уравнений пограничного слоя (когда распределение давления $p(r)$ по потоку считается известным) система (1.2) в приближении узкого канала оказывается незамкнутой, поскольку число переменных (ρ , u , w , p , T) превышает число уравнений (уравнение $\partial p/\partial z = 0$ определяет лишь, что $p = p(r)$, и не зависит от координаты z). Для замыкания системы уравнений узкого канала необходимо воспользоваться условием постоянства расхода на ширине полупериода структуры сопла

$$(1.3) \quad \int_0^{h_*} \rho u r dz = G_0 = \text{const.}$$

Кроме того, система дополняется соответствующими граничными условиями на срезе соплового блока ($r = r_0$) и на плоскостях симметрии ($z = 0$, h_*):

при $r = r_0$

$$p = p_0, \quad u = u_0(z), \quad T = T_0(z), \quad C_i = C_i^0(z), \quad E_k = E_k^0(z);$$

при $z = 0$, h_*

$$w = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial C_i}{\partial z} - \frac{\partial E_k}{\partial z} = 0.$$

Используя периодические граничные условия и интегрируя уравнение неразрывности по поперечному сечению, для поперечной составляющей скорости w получим

$$(1.4) \quad \rho w = -\frac{1}{r} \int_0^z \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r) dz.$$

Наконец, воспользовавшись уравнением состояния и условием постоянства расхода (1.4), находим еще одно соотношение для давления

$$(1.5) \quad p = G_0 R / \left[r \int_0^{h_*} \frac{u W}{T} dz \right].$$

Соотношения (1.4), (1.5) в совокупности с уравнением состояния, уравнениями сохранения энергии и движения представляют собой замкнутую систему для интегрирования уравнений газовой динамики в приближении узкого канала. Отметим при этом, что давление удобно определять из соотношения (1.5), а плотность смеси — из уравнения состояния.

Для определения интенсивности излучения I в режиме генерации используется пороговое условие

$$G = \frac{1}{h_*} \int_0^{h_*} g(r, z) dz = g_{\text{пор}},$$

где G — усредненный по периоду структуры коэффициент усиления активной среды; $g_{\text{пор}} = L_a^{-1} \ln(r_1 r_2)^{-1/2}$ — пороговый коэффициент усиления

(L_a — длина активной среды, r_1 и r_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора).

Коэффициенты переноса в многокомпонентной смеси представлялись в виде суммы ламинарной и турбулентной составляющих (помечены индексами l и t соответственно): $\mu = \mu_l + \mu_t$, $\lambda = \lambda_l + \lambda_t$ и $D_i = D_i^l + D_i^t$. Вообще говоря, эксперименты показывают, что при больших давлениях на срезе сопла смешение струй носит в основном турбулентный характер, при этом $\mu_t \gg \mu_l$, $\lambda_t \gg \lambda_l$ и $D_i^t \gg D_i^l$.

Для описания турбулентной диффузии использовалась полуэмпирическая теория турбулентности [8, 9, 13, 14]. Согласно гипотезе Прандтля, коэффициент турбулентной вязкости μ_t в однопараметрической модели турбулентности определяется соотношением

$$\mu_t = \rho l^2(r) |\partial u / \partial z|,$$

при этом длина пути перемешивания $l(r)$ для свободных струйных течений может быть представлена в виде [14]

$$l(r) = b_l(r - r_0),$$

где $b_l = h/k$ (h — характерный период структуры, k — константа, причем обычно принимается $k \simeq 10$).

В действительности же следует учесть, что хотя турбулентное перемешивание и осуществляется, как правило, весьма быстро (на расстояниях $\simeq 10$ периодов структуры от среза сопла наблюдается практически полное перемешивание потоков), тем не менее смешение на молекулярном уровне, связанное с распадом турбулентных вихрей, протекает значительно медленнее. Понятно, что при описании химических и релаксационных процессов в активной среде это обстоятельство необходимо иметь в виду. В рамках упрощенной полуэмпирической модели, принятой в данной работе, указанный эффект учитывался путем увеличения константы k , входящей в определение b_l , на порядок (принималось $k = 100$).

В [13] отмечается, что при турбулентном смешении струй с хорошим приближением турбулентные аналоги чисел Шмидта Sc_t и Прандтля Pr_t можно полагать равными $Sc_t = \mu_t / \rho D_i \simeq 0,7$ и $Pr_t = \mu_t c_p / \lambda_t \simeq 0,7$. С использованием этих двух соотношений сразу же определяются λ_t и D_i .

2. Краткое описание алгоритма и результаты расчетов. Вообще говоря, уравнения узкого канала (и соответственно пограничного слоя) приобретают наиболее простой вид после перехода к переменным Мизеса [10, 15, 16]. Тем не менее, как это отмечено, например, в [17], в рассматриваемых условиях переменные Мизеса оказываются недостаточно эффективными. Дело в том, что при описании перемешивания струй с существенно различными плотностями в рамках переменных Мизеса для обеспечения удовлетворительной точности счета необходимо вводить разностную сетку с переменным шагом в поперечном направлении. А это, как известно, приводит к понижению порядка аппроксимации исходных уравнений газодинамики.

В связи с этим в данной работе задача решается в координатах (r, z) . Для численного интегрирования применена (с некоторыми изменениями) разностная схема, рассмотренная в [17]. Кроме того, для определения интенсивности излучения в режиме стационарной генерации также использован подход, впервые предложенный в [17]. Отметим, что в отличие от известных традиционных методов [3, 4] данный подход обеспечивает существенно более высокую точность определения интенсивности излучения при большем шаге интегрирования.

Уравнения кинетики, уравнение движения и уравнение для температуры смеси имеют параболический тип и потому могут быть проинтегрированы маршевым методом. Для разностной их аппроксимации использована двухслойная неявная итерационная схема второго порядка точности (типа схемы Кранка — Никольсона). В отличие от [17] для повышения устойчивости схемы конвективные члены этих уравнений аппроксимирова-

лись с помощью разностной схемы численного дифференцирования «против потока» [18].

При конкретной реализации итерационного процесса всем переменным на $(n + 1)$ -м слое по r на первой итерации присваивались значения соответствующих величин с n -го слоя. Итерации продолжались до сходимости интегрируемых величин с заданной относительной точностью ($\sim 10^{-3}$). Шаг интегрирования по продольной координате (в поперечном направлении использовалось 20 шагов разностной сетки) выбирался в основном в соответствии с требованием обеспечения необходимой точности интегрирования кинетических уравнений.

Результаты двумерных расчетов для контроля сравнивались при идентичных исходных данных с результатами, полученными ранее на основе одномерной модели. Сопоставление показало удовлетворительное (в пределах $\approx 5\%$) совпадение результатов.

При проведении конкретных расчетов в качестве исходных данных задавались параметры потоков окислителя и горючего, полупериод структуры соплового блока ($h_* = 0,3$ см) и соотношение ширин струй ($h_1/h_2 = 1$). Давление в струях считалось одинаковым, значение порогового коэффициента усиления принималось равным $g_{\text{пор}} = 1,25 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$ (это отвечает значению, использованному в одномерных расчетах [1, 2]).

С использованием результатов по оптимизации состава смеси [2] параметры потоков на срезе принимались следующими:

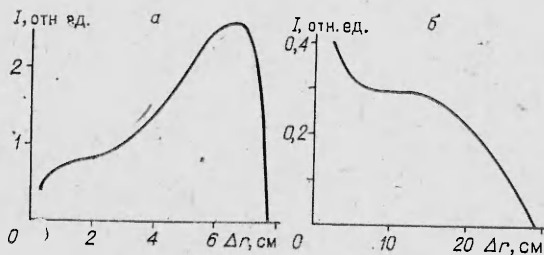
для потока окислителя температура потока $T_1 = 300$ К, скорость потока $u_1 = 2$ км/с, состав смеси $F + F_2 : \text{CO}_2 : \text{He} = 1 : 4 : 10$, степень диссоциации молекулярного фтора α_F в расчетах варьировалась;
для потока горючего температура $T_2 = 200$ К, скорость потока $u_2 = 1,5$ км/с, состав смеси $D_2 : \text{CO}_2 : \text{He} = 1 : 4 : 10$.

Проведенные расчеты в принципе подтвердили справедливость основных выводов [1, 2]. Вместе с тем двумерный анализ выявил у исследуемой системы и некоторые дополнительные особенности.

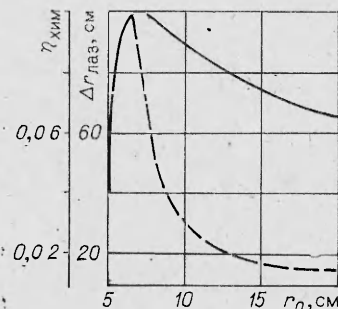
На фиг. 2, а, б соответственно представлены типичные распределения интенсивности излучения при плоской и цилиндрической (радиус сопла $r_0 = 10$ см) геометрии при $\alpha_F = 1\%$ и $p_0 = 13,3$ кПа. Случай плоского соплового блока в расчетах моделировался цилиндрическим соплом с радиусом $r_0 = 10$ м.

Анализ показывает, что с учетом эффектов смешения ширина лазерной зоны в плоском случае возрастает, а в цилиндрическом, наоборот, сокращается примерно на 20—30%. Сокращение лазерной зоны в цилиндрическом случае (обусловленное влиянием неоднородностей на усилительные свойства среды) сопровождается и некоторым снижением энергетических показателей лазера в сравнении с [1—2], в плоском случае увеличение ширины зоны генерации к увеличению энергетичности лазера практически (с точностью до 1—2%) не приводит.

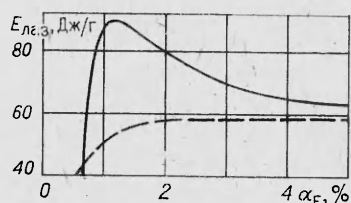
На фиг. 3 показана зависимость химического КПД (сплошная линия) и ширины лазерной зоны (штриховая) DF — CO $_2$ -лазера от радиуса сопла r_0 (для $\alpha_F = 1\%$ и $p_0 = 13,3$ кПа). Видно, что при $r_0 = 10$ см КПД лазера



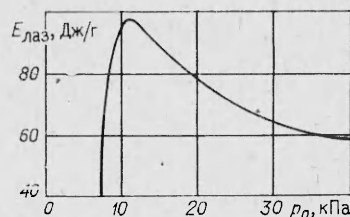
Фиг. 2



Фиг. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

ра в сравнении с плоским случаем возрастает не в 2 (как это предсказывалось в [1, 2]), а примерно в 1,5 раза. И хотя при меньших значениях r_0 может быть достигнут и больший выигрыш, однако из фиг. 3 видно, что ширина лазерной зоны становится при этом неразумно большой.

На фиг. 4 приведена зависимость удельной лазерной энергии от начального уровня иницирования α_F для случаев плоской (штриховая линия) и цилиндрической (сплошная, $r_0 = 10$ см) геометрии при $p_0 = 13,3$ кПа. Интересно отметить, что в отличие от [1, 2] двумерный подход предсказывает несколько меньшую чувствительность энергетических показателей лазера к уровню иницирования α_F . Последнее обстоятельство в принципе может быть существенным при проведении оптимизации кольцевой модели.

Наконец, как и в случае одномерного анализа, двумерные расчеты также показывают наличие оптимума по начальному давлению на срезе сопла в условиях цилиндрической геометрии конструкции (в области малых значений α_F). На фиг. 5 представлена зависимость удельной лазерной энергии от величины давления на срезе (при $\alpha_F = 1\%$, $r_0 = 10$ см). В сравнении с одномерным подходом некоторое отличие здесь состоит лишь в том, что в двумерном случае величина оптимального давления несколько снижается (от 13,3 до 10,7 кПа), что объясняется в основном теми же причинами, о которых уже говорилось выше. При больших давлениях ($p_0 \approx 40-50$ кПа) энергетические показатели кольцевого варианта DF — CO₂-лазера заметно снижаются и приближаются к типичным характеристикам лазера с плоской геометрией сопла. Это связано с сокращением лазерной зоны при увеличении давления, вследствие чего характер геометрии становится уже малосущественным.

В заключение отметим, что основная цель данной работы сводилась к определению энергетических показателей кольцевой модели сверхзвукового химического DF — CO₂-лазера. Практика многочисленных расчетов показала, что в этом случае использование модели узкого канала вполне оправдано. Для выявления более тонкой информации, связанной с распределением газодинамических параметров в зоне генерации (слабые ударные скачки и волны разрежения, возвратные течения в донной области и т. д.), используют более сложные модели, ориентирующиеся на полную систему уравнений Навье — Стокса (см., например, [19, 20]). Однако здесь следует иметь в виду, что реальная картина течения, очевидно, существенным образом зависит от начальных параметров смешиваемых химически активных струй (в частности, от степени турбулизации), корректное задание которых представляет самостоятельную, далеко не тривиальную задачу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коноплев Н. А., Степанов А. А., Щеглов В. А. Теоретическое исследование кольцевой модели сверхзвукового химического DF — CO₂-лазера. — Квант. электроника, 1981, т. 8, № 2.
2. Коноплев Н. А., Степанов А. А., Щеглов В. А. Кольцевая модель сверхзвукового химического DF — CO₂-лазера: теоретическое исследование режимов генерации и усиления. Препринт ФИАН, 1981, № 256.
3. Химические лазеры/Под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта. М.: Мир, 1980.
4. Башкин А. С., Игошин В. И., Ораевский А. Н., Щеглов В. А. Химические лазеры. М.: Наука, 1982.

5. Вильямс. Течения вязкого сжимаемого и несжимаемого газа в узких каналах.— Ракетн. техника и космонавтика, 1963, т. 1, № 1.
6. Рей. Некоторые результаты численных расчетов вязких течений разреженного газа в соплах в приближении узкого канала.— Ракетн. техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 5.
7. Ветлущий В. Н., Мучная М. И. Расчет вязкого течения в гиперзвуковом сопле.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 4.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
9. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. М.: Физматгиз, 1962.
10. Степанов А. А., Щеглов В. А. Влияние эффектов смешения на энергетические показатели автономного химического HF-лазера непрерывного действия.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 4.
11. Бунгова Т. А., Лавров А. В., Харченко С. С. Ламинарное смешение плоских нерасчетных сверхзвуковых химически реагирующих струй.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3.
12. Лапин Ю. В., Стрелец М. Х., Щур М. Л. Численное моделирование процессов в резонаторе непрерывного химического HF-лазера на основе уравнений Навье — Стокса.— ФГВ, 1982, № 5.
13. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.
14. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974.
15. Лавров А. В., Поспелов В. А. Численный анализ режима генерации HF-лазера непрерывного действия.— ФГВ, 1979, т. 15, № 1.
16. Степанов А. А., Щеглов В. А. О цепном механизме возбуждения непрерывного химического HF-лазера с цилиндрическим сопловым блоком.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 7.
17. Поспелов В. А. Эффективная разностная схема расчета характеристик HF-химического лазера непрерывного действия.— ЧММСС, 1982, т. 13, № 3.
18. Роуч П. Вычислительная гидромеханика. М.: Мир, 1980.
19. Баев В. К., Головичев В. И., Ясаков В. А. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. Р. И. Солоухина. Новосибирск: Наука, 1976.
20. Баев В. К., Головичев В. И., Ясаков В. А. Горение в сверхзвуковом потоке. Новосибирск: Наука, 1984.

Поступила 30/V 1984 г.

УДК 539.196.5:621.375.826

КИНЕТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ НИЖНИХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛЫ CO₂

Р. Ш. Исламов, Ю. Б. Конев

(Москва)

1. Детальная информация о процессах релаксации населенностей уровней симметричной и деформационной мод молекул CO₂ важна для теоретического исследования усиления и генерации на длинноволновых переходах CO₂, генерации коротких импульсов излучения на 10,6 и 9,6 мкм и ряда других проблем. Отдельные группы уровней этих мод возмущены вследствие резонанса Ферми, поэтому указанные моды часто называют связанными. Расчет констант скорости многочисленных процессов в системе связанных мод в настоящее время не может сам по себе претендовать на получение количественных результатов. Известен ряд работ по экспериментальному исследованию динамики установления равновесия в системе нижних уровней после кратковременного возмущения населенности одного из них [1—9]. В [1, 5, 6] после насыщения коротким импульсом переходов в полосе 9,4 или 10,4 мкм наблюдалось изменение коэффициента поглощения на переходах в другой из этих полос, а в [7] — флуоресценция в диапазоне длин волн 15,48—16,92 мкм. В [2—4] измерялась скорость срыва генерации на переходах полос 9,4 и 10,4 мкм после выключения накачки. В [8] с помощью перестраиваемого зондирующего лазера измерялось поглощение на переходах нескольких полос в области 4,3 мкм, что позволило измерить динамику населенностей сразу нескольких нижних уровней. В [9] измерена избыточная по отношению к равновесной населенность ряда нижних уровней в зависимости от давления при двухфотонном комбинационном возбуждении CO₂.

Интерпретация результатов экспериментов сложна и во многих случаях неоднозначна. Так, эксперименты по срыву генерации осложняются пороговыми и нелинейными эффектами в процессе генерации, а в [4] — и влиянием вращательной релаксации. В [1, 5] нельзя исключить возможность двухфотонных процессов взаимодействия насыщающего и зондирующего лучей [10]. Важно подчеркнуть трудность непосредственной интерпретации результатов [1—7], следствием чего было отнесение без достаточных оснований измерявшихся постоянных времени к константам скорости отдельных