

13. Jensen B. K. Physics of a fusion plasma boundary layer.— Phys. Fluids, 1977, vol. 20, N 3.
14. Alikhanov S. G., Konkashbaev I. K. Effectiveness of a thermonuclear system of the «theta-pinch-and-liner» type.—Nucl. Fusion. Suppl., 1975, p. 123—126.

УДК 539.196.5

ЛАЗЕРОСТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МОЛЕКУЛ HF

Г. К. Васильев, Е. Ф. Макаров, Ю. А. Чернышев,
В. Г. Якушев
(Черноголовка)

Воздействие инфракрасного лазерного излучения на молекулы может приводить к созданию сильно неравновесных состояний молекулярного газа за счет селективного «разогрева» колебательных степеней свободы. В последнее время ведутся работы по использованию возникающей при поглощении лазерного излучения колебательно-поступательной неравновесности для целенаправленного воздействия на химические процессы. Возможности стимулирования реакций и управления ими связывают прежде всего с большей, как правило, реакционной способностью колебательно-возбужденных молекул, а также с образованием высоких концентраций активных частиц в ходе неравновесной диссоциации, вызванной «разогревом» колебаний молекул. К настоящему времени опубликовано довольно большое число работ, посвященных как диссоциации молекулярных газов, так и лазерохимическим реакциям (см., например, [1, 2], а также обзоры [3, 4]). Отметим, что во многих сообщенных случаях доказательства селективного воздействия лазерного излучения на протекание процесса не являются бесспорными. Поэтому представляются целесообразными дальнейшие исследования в этом направлении.

Различные аспекты колебательной кинетики для системы ангармонических осцилляторов в условиях сильного отклонения от равновесия (нахождение колебательной функции распределения и скорости релаксации энергии, определение энергетической емкости колебательных степеней свободы, оценка скорости неравновесной диссоциации) рассматривались в ряде теоретических работ (см., например, [5—10]).

Из-за отсутствия для большинства молекулярных систем количественных данных по константам скоростей всех возможных релаксационных процессов теоретическое понимание по необходимости пока остается на качественном уровне.

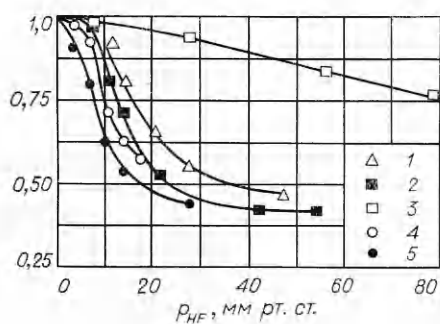
Анализ процессов, происходящих при вводе значительных количеств энергии при лазерном облучении, определение предельной энергоемкости колебательных степеней свободы, полной энергоемкости, а также сопоставление теоретических и экспериментальных результатов удобнее проводить на модельных системах. Модельными системами могут служить малоатомные и в особенности двухатомные молекулярные газы, поскольку процессы релаксации (вращательно-поступательный $R - T$ -, колебательно-поступательный $V - T$ -, колебательно-колебательный $V - V$ -обмены) для малоатомных молекул изучены в наибольшей мере и структура энергетических уровней этих молекул проста.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование колебательной накачки молекул HF за счет резонансного поглощения излучения HF-лазера молекулами HF в нижних колебательных состояниях и последующей накачки в высокие состояния в столкновениях колебательно-возбужденных молекул. Такой процесс далее для краткости будем называть лазеростолкновительной накачкой (ЛСН). В экспериментах использовали импульсный HF-лазер с энергией излучения ~ 10 Дж и длительностью импульса по основанию 2 мкс [11]. Спектр состоял из 20 линий первых четырех колебательно-вращательных полос HF. В полосе 1—0 было сосредоточено $\sim 10\%$, в полосе 2—1 $\sim 80\%$ энергии лазерного импульса, остальная часть энергии распределялась между полосами 3—2 и 4—3. Полоса 1—0 начиналась с интенсивной линии P_8 , в полосе 2—1

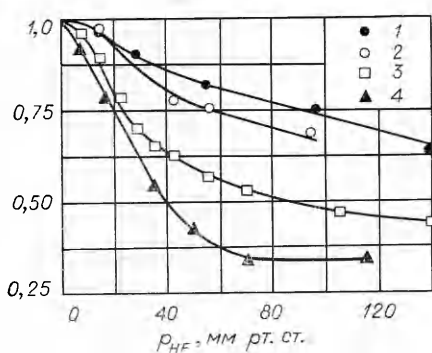
наиболее интенсивными линиями были P_7 и P_8 . Особенности, связанные со спектральным составом излучения, приводят к тому, что процесс поглощения лазерной энергии начинается молекулами HF, заселяющими вращательный подуровень $J = 8$ основного колебательного состояния. Вследствие этого вначале в резонансе с лазерным излучением находится малая доля накачиваемых молекул (в исходном состоянии на уровне $J = 8$ находится $\sim 10^{-2}$ часть полного числа молекул). Общая интенсивность излучения (средняя в течение импульса) составляла $I \sim 0,5$ МВт/см² ($6,5 \cdot 10^{24}$ фотонов/см²·с) и могла быть увеличена фокусировкой до $I \sim 10$ МВт/см² ($1,3 \cdot 10^{26}$ фотонов/см²·с). Фокусировку осуществляли линзой с фокусным расстоянием 50 см. В каустике линзы освещалась цилиндрическая зона диаметром 6 мм, причем диаметр зоны сохранялся практически постоянным на длине ~ 6 см. В сериях опытов изучали зависимость интегрального пропускания абсорбционной ячейки, заполненной HF, от длины ячейки L и давления p_{HF} . В других сериях опытов исследовали пропускание абсорбционной ячейки, заполненной смесью HF и буферного газа (He). Одновременно регистрировали спектр лазерного излучения, прошедшего через ячейку. Экспериментальные данные представлены на фиг. 1—3 (фиг. 1: $1 - L = 1$ см, $I = 0,56$ МВт/см², $2 - L = 1,7$ см, $I = 0,62$ МВт/см², $3 - L = 1,7$ см, $I = 0,65$ МВт/см², смесь HF + He при постоянном общем давлении 430 мм рт. ст., $4 - L = 5,5$ см, $I = 0,64$ МВт/см², $5 - L = 10$ см, $I = 0,65$ МВт/см²; фиг. 2: $1 - L = 1,7$ см, $I = 11,2$ МВт/см², $2 - L = 1,7$ см, $I = 10$ МВт/см², смесь HF + He при постоянном общем давлении 430 мм рт. ст., $3 - L = 5,5$ см, $I = 9,6$ МВт/см², $4 - L = 10$ см, $I = 11,3$ МВт/см²; фиг. 3: $1 - L = 1,7$ см, $I = 11,2$ МВт/см², $2 - L = 1,7$ см, $I = 10$ МВт/см², смесь HF + He при постоянном общем давлении 430 мм рт. ст., $3 - L = 1,7$ см, $I = 0,62$ МВт/см², $4 - L = 1,7$ см, $I = 0,65$ МВт/см², смесь HF + He при постоянном общем давлении 430 мм рт. ст., $5 - L = 1,0$ см, $I = 0,56$ МВт/см²). Опыты показали заметное различие в характере поглощения HF при интенсивностях 0,5 и 10 МВт/см². Результаты сводятся к следующему:

- 1) для нефокусированного лазерного пучка зависимость пропускания абсорбционной ячейки от p_{HF} в отсутствие буферного газа носит квазипороговый характер: при низких ($p_{\text{HF}} \leq 7$ мм рт. ст.) давлениях излучение поглощается слабо, далее при небольшом изменении давления пропускание ячейки резко падает (кривые 1, 2 на фиг. 1);
- 2) при разбавлении HF поглощение нефокусированного пучка резко (\sim на порядок) ослабляется (кривая 3 на фиг. 1);
- 3) для сфокусированного пучка разбавление HF буферным газом слабо влияет на величину пропускания (кривые 1, 2 на фиг. 2);
- 4) для сфокусированного пучка на каждую исходную молекулу HF поглощается до ~ 20 квантов лазерного излучения (кривые 1, 2 на фиг. 3);
- 5) с ростом оптической плотности уровень прошедшей через ячейку лазерной энергии выходит на плато, соответствующее $\sim 35\%$ пропускания для сфокусированного и $\sim 40\%$ пропускания для нефокусированного пучков.

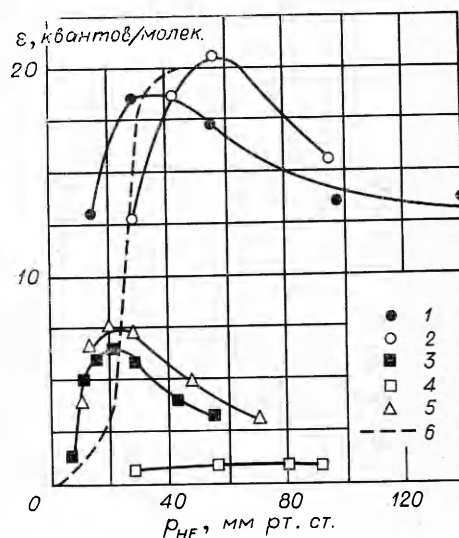
При $p_{\text{HF}} \leq 7$ мм рт. ст. нефокусированный лазерный пучок при прохождении через абсорбционную ячейку практически не ослабляется (кривые 1, 2 на фиг. 1). Мы связываем это с тем, что при малых давлениях HF достигается режим насыщения, физически обусловленный наличием «узкого горла» для ввода энергии в систему. «Узкое горло» ЛСН возникает вследствие того, что поставка молекул на нижний уровень поглощающего перехода лимитируется скоростью $R-T$ -процессов. По мере увеличения давления HF скорость поставки, а следовательно, и скорость погло-



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

щения лазерной энергии возрастают. При накачке, ограниченной R - T -релаксацией, молекулы в конечном счете теряют колебательную энергию в V - T -процессах. Частичный переход поглощенной энергии на поступательно-вращательные степени свободы происходит также из-за нерезонансности V - V -обмена. Это вызывает нагрев системы и увеличение населенности вращательного подуровня, ответственного за поглощение. Нелинейная зависимость населенности от температуры приводит к прогрессирующему ускорению ввода энергии в систему и переходу к ненасыщенному режиму поглощения. Характеризуем поглощение удельной величиной ϵ — средним (по длине ячейки) числом квантов, поглощенных из лазерного пучка в расчете на каждую исходную молекулу HF: $\epsilon = \Delta E / qn^0SL$, где ΔE — поглощенная энергия; q — энергия кванта HF-лазера ($q = 10$ ккал/моль); n^0 — начальная концентрация HF в ячейке; S — поперечная площадь лазерного пучка; L — длина ячейки. Фиг. 3 (кривые 3, 5), на которой представлена зависимость ϵ от p_{HF} , наглядно иллюстрирует изложенное выше: резкое увеличение удельного поглощения происходит при изменении давления в небольшом диапазоне. При разбавлении HF буферным газом нагрев системы за счет поглощения лазерной энергии оказывается недостаточным, чтобы вызвать необходимое возрастание населенности поглощающего вращательного подуровня. Вследствие этого величина поглощенной энергии (кривая 4) уменьшается \sim на порядок.

В максимуме кривой 5 на фиг. 3 ($p_{HF} \approx 20$ мм рт. ст.) на каждую молекулу HF поглощается 7,5 квантов, т. е. примерно половина приходящего на каждую молекулу HF запаса квантов в пучке, способных поглотиться (этот запас, согласно данным фиг. 1, составляет $\sim 60\%$ полного запаса квантов в лазерном пучке). Из сравнения данных (кривые 3, 5) для ячеек, заметно (в 1,7 раза) различающихся размерами, видно, что значения ϵ вблизи максимумов кривых отличаются несильно. Можно заключить, что в этих условиях поглощение осуществляется практически в оптически тонком слое и, следовательно, измеренное среднее по длине ячейки удель-

ное поглощение близко к истинному максимально возможному при данной интенсивности удельному поглощению. С увеличением концентрации HF размер поглощающего слоя становится меньше размера ячейки. Это приводит к кажущемуся снижению величины ϵ .

При ~ 20 -кратном увеличении интенсивности излучения за счет фокусировки лазерного пучка удельное поглощение в условиях, соответствующих максимумам кривых 3, 5 на фиг. 3, возрастает примерно в 2 раза (кривая 1). Тенденция к дальнейшему росту величины ϵ с увеличением p_{HF} говорит о том, что при этом вновь достигается режим насыщения, обусловленный, как и в ранее рассмотренном случае, ограничением скорости ввода энергии в систему скоростью $R - T$ -процессов. Увеличение скорости $R - T$ -процессов повышением концентрации HF ведет к величинам $\epsilon \simeq 20$ квантов/молек как для неразбавленного, так и разбавленного гелием HF (кривые 1, 2 на фиг. 3). При этом HF должен подвергаться значительной диссоциации. Действительно, с одной стороны, практически полная адиабатическая диссоциация HF в равновесном режиме требует затрат ~ 16 квантов/молек. С другой стороны, энергия молекул HF, достигших при движении вверх за счет $V - V$ -обмена колебательного уровня $v = 19$, лишь на величину kT отличается от энергии диссоциации, и такие молекулы должны диссоциировать практически в каждом столкновении. Поэтому затраты на диссоциацию HF в неравновесном режиме не должны превышать 19 квантов/молек. Вопрос, таким образом, сводится к тому, какой из режимов диссоциации осуществляется в опытах. Если бы осуществлялся равновесный режим диссоциации, то при разбавлении HF буферным газом, поскольку энергетическая емкость системы существенно увеличивается, поглощенная энергия должна заметно возрастать. Это справедливо, если в потоке лазерного излучения имеется достаточный запас квантов. Оценим величину запаса. В условиях опытов предельная поглощенная энергия составляет $\sim 65\%$ от полной энергии падающего излучения. Несложный расчет показывает, что на каждую молекулу HF вблизи максимумов кривых 1, 2 фиг. 3 (в среднем $p_{\text{HF}} \simeq 50$ мм рт. ст.) приходится ~ 100 квантов, потенциально способных к поглощению, т. е. 5-кратный запас. Несущественное влияние разбавления гелием говорит о том, что диссоциация HF протекает в неравновесном режиме — в условиях «отрыва» колебательной температуры от поступательной.

Для описания неравновесной диссоциации примем следующую модель, вытекающую из изложенных выше соображений:

- 1) в режиме насыщения лимитирующей стадией накачки является $R - T$ -релаксация;
- 2) основной вклад в поглощение лазерной энергии дают лишь каскадно-связанные переходы $P_J(0-1)$ и $P_{J-1}(1-2)$ ($J = 8$);
- 3) диссипация колебательной энергии определяется главным образом процессом диссоциации;
- 4) диссоциация молекул происходит с граничного уровня $v_d = 19$.

При выполнении случая 1 справедливо $n_v \ll n_{v=0} \approx n = n^0(1 - \alpha)$, где α — степень диссоциации. В пренебрежении запасом квантов на колебательных степенях свободы молекул HF $\alpha \simeq \epsilon/v_d$. С учетом случая 2 в квазистационарном приближении для скорости накачки можно получить

$$(1) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = x_J \frac{(1 - \alpha)}{\tau_{RT}^J},$$

где $x_J = \frac{(2J+1)}{Q_{\text{rot}}} \exp\left[-\frac{Bhc}{kT} J(J+1)\right]$ — нормализованный больцмановский фактор J -го вращательного подуровня основного колебательного

состояния; $Q_{\text{rot}} \simeq kT/Bhc$ — вращательная статсумма; B — вращательная постоянная; τ_{RT}^J — характеристическое время R — T -релаксации J -го подуровня. Для описания адиабатического процесса диссоциации к уравнению (1) добавим уравнение баланса поступательно-вращательной энергии

$$(2) \quad C\Delta T = \alpha\Delta Q,$$

где $\Delta Q = qv_d - Q_d$ — часть энергии колебательных квантов, переходящая при движении вверх в энергетическом пространстве в тепло из-за ангармоничности колебаний; Q_d — энергия диссоциации HF ($Q_d = 135$ ккал/моль); ΔT — подъем температуры газа; $C = \sum_i c_i a_i$ — эффективная теплоемкость смеси; c_i — теплоемкость i -го компонента смеси; a_i — отношение концентрации i -го компонента к начальной концентрации HF. Поскольку при диссоциации из молекулы HF образуются 2 атома, суммарная теплоемкость которых лишь на 20% превышает теплоемкость молекулы HF, то $C \simeq c_{\text{HF}} + c_{\text{He}} \frac{n_{\text{He}}}{n^0}$. Из (1), (2) получаем

$$(3) \quad \int_1^y \frac{dy}{x_J \left(\frac{\Delta Q}{CT^0} - (y-1) \right)} = \frac{\tau_{\text{имп}}}{vd} \left\langle \frac{1}{\tau_{RT}^J} \right\rangle,$$

где T^0 — начальная температура; $y = T/T^0$; $\tau_{\text{имп}}$ — длительность лазерного импульса, $\left\langle \frac{1}{\tau_{RT}^J} \right\rangle = \frac{1}{\tau_{\text{имп}}} \int_0^{\tau_{\text{имп}}} \frac{dt}{\tau_{RT}^J}$. Величина ε связана с y соотношением

$$(4) \quad \varepsilon = v_d C T^0 (y-1) / \Delta Q.$$

При численном решении уравнения (3) полагали $\left\langle \frac{1}{\tau_{RT}^J} \right\rangle = \frac{1}{(\tau_{RT}^J)_0}$, $(\tau_{RT}^J)_0$ — характеристическое время R — T -релаксации в исходной смеси. Согласно данным [12, 13], при всех разбавлениях HF, имевших место в опытах, R — T -релаксацией на He в исходных смесях можно пренебречь. С повышением температуры газа вклад гелия в R — T -обмен должен возрастать и вместе с вкладом атомов H и F, образующихся при диссоциации, в какой-то мере компенсировать уменьшение скорости вращательной релаксации вследствие падения концентрации HF. Величину $(\tau_{RT}^J)_0$ вычисляли, используя данные [13], по формуле $(\tau_{RT}^J)_0^{-1} = p_{\text{HF}} (p\tau_{RT}^J)^{-1} = p_{\text{HF}} \times \sum_i (p\tau_{RT}^{iJ})^{-1} x_i$, где $p\tau_{RT}^{iJ}$ — характеристическое время передачи вращательной энергии с уровня i на уровень J при $p_{\text{HF}} = 1$ мм рт. ст. Согласно данным [13], $p\tau_{RT}^{J=8} \simeq 7,0 \cdot 10^{-8}$ с·мм рт. ст. Результаты расчета по формулам (3), (4) для смеси HF + He при общем давлении 430 мм рт. ст. приведены на фиг. 3 (кривая б). Видно, что количественное согласие эксперимента и расчета вполне удовлетворительное; имеется качественное согласие эксперимента и расчета — модель описывает резкое возрастание удельного поглощения в небольшом интервале изменения давления HF вследствие увеличения скорости R — T -процессов.

Из экспериментов и модельного рассмотрения следует, что с ускорением вращательной релаксации из-за повышения давления HF при достаточной интенсивности излучения возникает диссоциативная неустойчи-

вость системы. С этим явлением связываем наблюдаемое в опытах «просветление» среды при переходе от интенсивности $\sim 0,5$ к интенсивности ~ 10 МВт/см² (ср. кривые 2 на фиг. 1 и 1 на фиг. 2). Спад кривых 1 и 2 на фиг. 3 является следствием ослабления лазерного пучка из-за потерь.

«Запреливание» с повышением оптической плотности пропускания абсорбционной ячейки на примерно одинаковом уровне при интенсивностях пучка, различающихся более чем на порядок, можно объяснить, предположив, что генерация при переходе 2—1 возникает раньше, чем на переходе 1—0. Тогда часть энергии лазера, прошедшая через ячейку до момента возникновения генерации на переходе 1—0, не может поглотиться. Эта часть, не зависящая от того, фокусируется или нет лазерный пучок, и определяет минимальный уровень пропускания ячейки. Оправданность предположения вытекает из того, что в силу особенностей первичного колебательного распределения получаемых в реакции $\text{H}_2 + \text{F}_2$ молекул HF населенность уровня $\nu = 2$ заметно выше населенности уровня $\nu = 1$, и поэтому для генерации на переходе 2—1 раньше достигается порог. Предположение о неодновременности возникновения генерации подтверждается и экспериментально: из полученных спектрограмм видно, что линия $P_6(2-1)$ не поглощается, следовательно, генерация на ней прекращается прежде, чем она возникает на переходе 1—0.

В заключение отметим, что на примере HF продемонстрирована высокая эффективность ЛСН при сравнительно низких уровнях ($\sim 10^7$ Вт/см²) мощности падающего излучения и малой начальной доле ($\sim 10^3$) поглощающих молекул. Заметим, что пороги по мощности для бесстолкновительной накачки лежат в пределах 10^8 — 10^9 Вт/см². Можно полагать, что схема накачки HF, ее основные закономерности являются достаточно общими. Эти закономерности следующие: а) в режиме насыщения «узким горлом» процесса накачки является вращательная релаксация; б) при достаточной интенсивности лазерного излучения с ускорением вращательной релаксации возникает диссоциативная неустойчивость системы; в) степень неравновесной диссоциации может достигать значительной величины (\sim до 100%). Это соответствует образованию высоких концентраций атомов в условиях достаточно низких температур, что открывает перспективы по исследованию их последующих реакций.

Поступила 2 IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Карлов Н. В., Петров Ю. Н., Прохоров А. М., Стельмах О. Н. Диссоциация молекул трихлорида бора излучением CO_2 -лазера.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 4.
2. Басов Н. Г., Маркин Е. П., Ораевский А. Н., Панкратов А. В. Фотохимическое действие ИК-излучения.— Докл. АН СССР, 1971, т. 198, № 5.
3. Панфилов В. Н., Молин Ю. Н. Инфракрасная фотохимия.— Усп. химии, 1978, т. 47, № 6.
4. Петров А. К., Чеботаев В. П. Фотохимические реакции под действием инфракрасного излучения лазеров.— В кн.: Химия плазмы. Вып. 2. М., Атомиздат, 1975.
5. Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С. Функция распределения и скорость релаксации колебательной энергии в системе ангармонических осцилляторов.— ПМТФ, 1974, № 3.
6. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Панченко В. Я. Диссоциация ангармонических молекул мощным инфракрасным излучением.— ПМТФ, 1974, № 4.
7. Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Полуэктов И. А. Неравновесная диссоциация молекулярного газа под действием резонансного излучения лазеров инфракрасного диапазона.— В кн.: Квантовая электроника. М., Сов. радио, 1973.
8. Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С., Шелепин Л. А. Колебательная кинетика ангармонических осцилляторов в существенно неравновесных условиях.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, вып. 4 (10).

9. Lam S. H. An analytical theory of vibrational relaxation for anharmonic molecules under strongly pumped conditions.— J. Chem. Phys., 1977, vol. 67, N 6.
10. Schmailzl U., Pummer H., Proch D., Kompa K. L. IR-laser-induced collisional pumping of small molecules: II. Modelling.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1978, vol. 11, N 2.
11. Агроскин В. Я., Васильев Г. К., Карьянов В. И., Тальрозе В. Л. Параметрический анализ импульсного $H_2 - F_2$ -лазера.— Квант. электроника, 1976, т. 3, № 9.
12. Гурьев В. И., Васильев Г. К., Батовский О. М. Измерение скорости вращательной релаксации молекул HF.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, № 5.
13. Hitchen J. J., Hobbs R. H. Rotational relaxation studies of HF using in double resonance.— J. Chem. Phys., 1976, vol. 65, N 7.

УДК 621.375.828

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ МОЩНОСТИ CO_2 -ГДЛ, ВЫПОЛНЕННЫХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ СТАЦИОНАРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

С. В. Куликов

(Черноголовка)

Расчеты мощности газодинамического лазера на углекислом газе P проводятся, как правило, в приближении геометрической оптики с использованием условия стационарной генерации в локальной или в интегральной форме [1]. В работе [2], где рассчитывалось течение продуктов горения стехиометрической топливной комбинации ацетилен и обогащенного азотом воздуха через сопло и резонатор Фабри — Перо длиной 20 см вдоль по потоку, были сопоставлены эти методы расчетов. Оказалось, что величины мощности излучения, полученные при использовании интегральной формы условия стационарной генерации, несколько выше, чем при использовании локальной формы (разница не превышала 25%). CO_2 -ГДЛ на продуктах горения в настоящее время широко распространены. Поскольку получаемые в результате горения рабочие среды имеют довольно разнообразный состав [1], представляет интерес в связи с оценками энергетических возможностей этих сред провести подобное сравнение в более широкой области составов. В данной работе это сделано для пяти различных сред, охватывающих почти все предельные случаи, и в отличие от [2] оптимизировались коэффициент пропускания выходного зеркала t и длина резонатора вдоль по потоку.

1. Энергия \overline{W} , выводимая из резонатора Фабри — Перо в виде излучения с единицы массы рабочей среды, численно рассчитывалась в приближении геометрической оптики с учетом взаимодействия колебательной кинетики, излучения и газодинамики потока. Способ расчетов с использованием локального условия стационарной генерации описан в [3]. В случае применения интегрального условия в отличие от [3] полагалось постоянство интенсивности излучения I в резонаторе, величина которой подбиралась так, чтобы выполнялось суммарное равенство усиления излучения и его потерь при отражении от зеркал:

$$\int_{x^0}^{x'} k_* dx = \frac{x' - x^0}{L} \left(\frac{1 - r_1}{1 + r_1} + \frac{1 - r_2}{1 + r_2} \right).$$

Здесь x^0 и x' — значения координаты вдоль по потоку на входе и выходе из резонатора соответственно; L — расстояние между зеркалами резонатора; r_1 и r_2 — коэффициенты отражения зеркал; k_* — насыщенный коэффициент усиления. Удельный энергосъем в данном случае рассчитывался