

няются длительность зоны влияния нестационарности и ширина диапазона  $K$ .

На рис. 4, а, б приведена зависимость  $K(R)$  преград 2 и 4. Эффект ослабления УВ наиболее интенсивен при  $\Delta p = 0,2 \pm 0,05$  МПа. Можно предположить, что этот эффект обусловлен взаимодействием двух режимов течения, реализующихся при импульсном нагружении. В первом случае при относительно слабых амплитудах преобладают волновые эффекты, при которых малы энтропийные потери. При возрастании амплитуды отражение осуществляется как от жесткой стенки, и преобладающими становятся эффекты, связанные с протеканием сквозь преграду, что выражается в снижении запирающего действия газодинамического потока внутри преграды.

Таким образом, в работе показано, что перфорированные структуры можно использовать при проектировании эффективных защитных сооружений и что для каждой преграды существует диапазон интенсивностей падающих УВ, при которых ослабляющее действие преграды максимально. Разработанная численная методика позволяет анализировать структуру течения, прогнозировать количественные значения ослабляющего действия преграды и выбирать условия для проведения эксперимента. Достоверность методики подтверждается хорошей сходимостью расчетных данных с экспериментом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Багриновский, С. К. Годунов. Докл. АН СССР, 1957, 115, 3, 431.
2. R. A. Gentry, R. E. Martin, B. J. Daly. J. Comput. Phys., 1966, 1, 1, 87.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 621.375.82

### ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В СО-ГДЛ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ САМОПОГЛОЩЕНИИ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В. М. Шмелев, А. Д. Марголин*

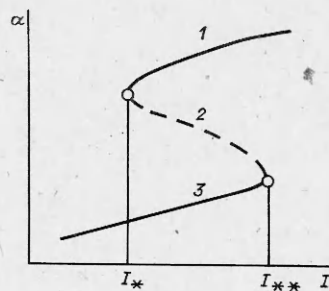
*(Москва)*

В оптическом резонаторе газодинамического лазера, как правило, существуют протяженные области термализованного (частично или полностью) рабочего газа, способного резонансно поглощать индуцированное излучение. Это застойные зоны в карманах резонатора, пограничные слои, следы от сопловых лопаток, нагретый газ за скачками уплотнения и т. д. [1].

Самопоглощение индуцированного излучения в оптическом тракте ГДЛ может приводить к заметному ухудшению его энергетических характеристик, нарушению пространственно-временной однородности луча, изменению спектрального состава выходного излучения. Возможно также возникновение циклических пульсаций выходной мощности [2, 3]. Наиболее выражено эти эффекты могут проявляться в газодинамическом лазере на окиси углерода в связи с особенностями кинетики колебательных процессов, протекающих в системе двухатомных ангармонических молекул [4, 5].

В [5] показано, что при резонансной оптической накачке вследствие нелинейной зависимости скоростей дезактивации и оптического возбуждения от запаса неравновесной колебательной энергии в поглощающем молекулярном газе развивается оптическая неустойчивость. Существуют два критических значения плотности потока излучения  $I$ , при которых процесс резонансного поглощения претерпевает качественные скачки.

Рис. 1. Изменение коэффициента поглощения среды при воздействии резонансного излучения на верхние колебательные уровни молекул.



Коэффициент поглощения среды  $\alpha$  имеет *S*-образную зависимость от  $I$ , отражающую существование трех режимов взаимодействия резонансного излучения с молекулярным газом (рис. 1). Кривые 1 и 3 соответствуют устойчивым режимам сильного и слабого взаимодействия, 2 — неустойчивому режиму. При достижении порогового значения  $I_{**}$  коэффициент поглощения среды скачкообразно возрастает. Величина  $\alpha$  может измениться на несколько порядков. При уменьшении интенсивности излучения до величины  $I = I_*$  происходит скачкообразное падение  $\alpha$  и газ становится прозрачным.

В настоящей работе рассмотрен процесс поглощения индуцированного излучения в изотермических условиях применительно к СО-ГДЛ. Спектр излучения лазера задавался шестью линиями *P*-ветви колебательно-вращательных переходов  $v, j-1 \rightarrow v-1, j$  ( $v = 4 \div 9$ ) основного электронного состояния молекулы СО ( $v, j$  — значения колебательного и вращательного квантового числа соответственно). Плотность потока излучения в линиях спектра генерации лазера  $I_v$  аппроксимировалась выражением  $I_v = I(10 - v)/21$ , где  $I$  — суммарная плотность потока излучения,  $j = 9$  для  $4 \leq v \leq 7$ ,  $j = 8$  для  $7 < v \leq 9$ .

Предполагалось, что состав поглощающего газа совпадает с составом рабочей смеси СО-ГДЛ, но поглощающий газ имеет более высокую поступательную температуру. Такая ситуация возникает в оптическом тракте лазера, когда индуцированное излучение проходит через области термализованного газа (карманы, пограничные слои, следы от лопаток и т. д.) и воздействует на них.

Численно решалась нестационарная система из 21 дифференциального уравнения, описывающая детальную кинетику процессов  $V-V$ -,  $V-I$ -,  $V-R$ -взаимодействия, и определялся коэффициент поглощения среды. Полная система уравнений и выражение для коэффициента поглощения среды приведены в [1, 4, 5]. Рассматривалась смесь СО + Аг в соотношении 1:9 при давлении газа  $10^{-2}$  атм. Начальное распределение молекул по колебательным уровням принималось больцмановским с колебательной температурой, равной поступательной температуре газа  $T$ , причем  $600 \leq T \leq 3000$  К.

Из расчетов следует, что при  $T < 500 \div 700$  К и  $I < 2500$  Вт/см<sup>2</sup> на временном интервале  $t < 10^{-2}$  с излучение свободно проходит через газ, не поглощаясь. При  $I > 250$  Вт/см<sup>2</sup> эффективный коэффициент поглощения  $\alpha = \sum \alpha_v I_v / I$  с увеличением температуры выше 1000 К резко возрастает, достигая при  $T = 2000 \div 3000$  К значения  $10^{-3}$  1/см для суммарного потока излучения и  $\alpha_v \sim 10^{-2}$  1/см для отдельных спектральных линий. Это приводит к самопоглощению индуцированного излучения термализованной средой и перекачки в нее части оптической энергии лазера. Происходят разогрев колебательных степеней свободы газа и образование неравновесной среды при высокой колебательной температуре. Этот процесс продолжается до тех пор, пока скорость потерь колебательной энергии не уравновесит скорость оптической накачки  $W$ , причем значение  $W$  в свою очередь ограничено «просветлением» среды в области колебательных уровней, на которые воздействует резонансное излучение.

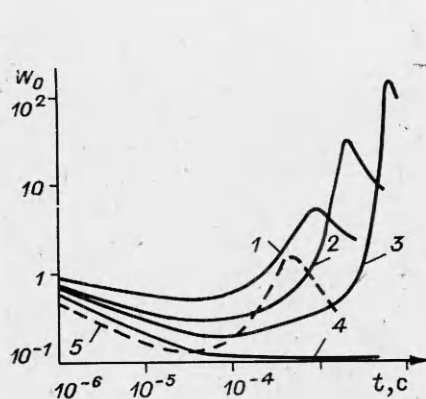


Рис. 2. Изменение со временем относительной удельной мощности поглощаемого излучения в смеси  $1\text{CO} + 9\text{Ag}$  при  $I = 250\text{ Вт/см}^2$ .  
 $T, \text{ К}$ : 1 — 2000, 2 — 1300, 3 — 1000, 4 — 700; 5 —  $I = 2500\text{ Вт/см}^2$ ,  $T = 2000\text{ К}$ .

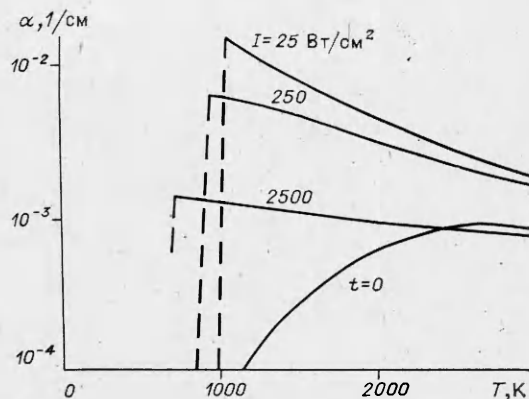


Рис. 3. Изменение эффективного коэффициента поглощения резонансного излучения от поступательной температуры газа при больцмановском распределении молекул по колебательным уровням в момент времени  $t = 0$  и при достижении  $\alpha$  максимального значения в условиях поглощения излучения различной плотности.

Относительная удельная мощность поглощаемого излучения  $W/W_0$ , где  $W_0 = W_{t=0}$ , имеет немонотонную зависимость от времени (рис. 2). С течением времени функция  $W/W_0$  сначала падает, а потом круто возрастает до максимального значения  $W_{\text{max}}/W_0$  ( $W_{\text{max}}/W_0 \approx 10^2$  при  $T = 1000\text{ К}$ ). После прохождения максимума ( $t \geq 10^{-2}\text{ с}$ ) величина  $W$  выходит на стационарный режим  $W_0 < W < W_{\text{max}}$ . Отметим, что  $W_{\text{max}}$  соответствует нестационарному распределению молекул по колебательным уровням. Уменьшение  $W$  на начальной стадии процесса поглощения связано с перестройкой больцмановской функции распределения молекул под воздействием резонансного излучения — опустошением нижних колебательных уровней и заселением верхних. Падение  $W$  после достижения  $W_{\text{max}}$  объясняется «просветлением» среды в области колебательно-вращательных переходов, на которые воздействует излучение. При  $T \leq 1000\text{ К}$   $W/W_0$  тем выше, чем ниже поступательная температура газа, а время достижения  $W_{\text{max}}$  растет с падением  $T$  (см. рис. 2). При  $T \leq 1000\text{ К}$  коэффициент поглощения  $\alpha$  и, следовательно, мощность поглощаемого излучения скачкообразно уменьшаются (рис. 3). Это объясняется тем, что при низких поступательных температурах населенность колебательно-вращательных уровней в полосе переходов, взаимодействующих с излучением, ничтожна, при этом процесс оптической накачки уравнивается дезактивацией избыточной колебательной энергии на низком уровне колебательного возбуждения, т. е. осуществляется режим слабого взаимодействия (см. рис. 1, 3).

С увеличением поступательной температуры газа величина  $\alpha$ , соответствующая равновесному больцмановскому распределению молекул по колебательным уровням, возрастает, а при неравновесной функции распределения молекул падает (см. рис. 3). Поэтому эффект «почернения» областей термализованного газа увеличивается при уменьшении температуры газа и в наибольшей степени выражен при  $T \approx 1000 \div 1300\text{ К}$  для  $I \sim 10^2 \div 10^3\text{ Вт/см}^2$ . С увеличением  $I$  от 250 до 2500  $\text{Вт/см}^2$  отношение  $W_{\text{max}}/W_0$  и  $\alpha$  уменьшаются. Это связано с частичным «просветлением» газа при больших уровнях оптической накачки.

Изменение со временем коэффициента поглощения отдельных спектральных линий резонансного излучения  $\alpha_\nu$  (рис. 4) происходит таким образом, что в начальной стадии наиболее интенсивно поглощаются коротковолновые линии спектра, воздействующие на нижние, наиболее заселенные уровни. С течением времени благодаря процессу  $V - V$ -об-

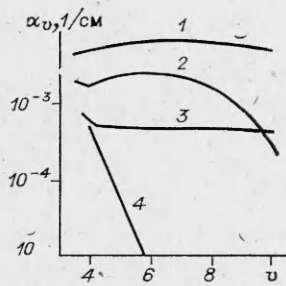


Рис. 4. Распределение по колебательным уровням коэффициента поглощения излучения газодинамического СО-лазера при  $T = 1300$  К,  $I = 250$  Вт/см<sup>2</sup> в момент времени  $t$ , с: 1 —  $2,16 \cdot 10^{-3}$ ; 2 —  $4,76 \cdot 10^{-3}$ ; 3 —  $6,28 \cdot 10^{-4}$ ; 4 — 0.

мена верхние колебательные уровни молекул окиси углерода «перезаселяются», и становится значительным поглощение всех спектральных линий индуцированного излучения, при этом генерация слабых лазерных линий СО-ГДЛ может прекратиться. В дальнейшем наступает «просветление» среды, наиболее сильное для длинноволновой области спектра и, более того, поглощение излучения здесь (при  $\nu > 10$ ) может смениться усилением. Таким образом, происходит перераспределение энергии индуцированного излучения в спектре генерации лазера благодаря перекачки колебательной энергии в поглощающих областях с нижних колебательных уровней на верхние в процессе  $V-V$ -обмена. Наличие в оптическом тракте СО-ГДЛ областей газа с переменными во времени поглощающими свойствами может вызвать перераспределение и флуктуации оптической энергии по сечению луча, спектру излучения и времени работы лазера.

Эффект самопоглощения индуцированного излучения в СО-ГДЛ растет с увеличением плотности потока излучения и геометрических размеров термолизованных областей  $L_T$ . Величина оптических потерь может быть определена из решения самосогласованной задачи, в которой задается связь между интенсивностью генерируемого излучения и интегральным коэффициентом усиления среды с учетом эффекта самопоглощения.

Оценим уменьшение энергии выходного излучения  $P$  СО-ГДЛ при проявлении эффекта самопоглощения в термолизованных областях резонатора. Допустим, что при этом коэффициент поглощения областей возрастает от начального значения  $\delta_0$  до максимального  $\delta_{\max}$ . Выходная энергия индуцированного излучения лазера пропорциональна разности между запасенной колебательной энергией молекул на входе в резонатор  $P_0$  и остаточной колебательной энергией  $P_1(\alpha)$  на выходе из резонатора  $P \sim [P_0 - P_1(\alpha)]$ . Для протяженного (вдоль потока) резонатора  $P_1(\alpha)$  определяется квазистационарным распределением молекул СО по колебательным уровням, при котором максимальное усиление среды за один проход равно потерям в резонаторе:  $\alpha L = \kappa L + \delta L_T$ , где  $\kappa$  — приведенный (на один проход) коэффициент потерь, учитывающий оптические потери в активной среде шириной  $L$ , на зеркалах резонатора и пропускание выходного зеркала. При возрастании потерь в резонаторе на величину  $(\delta_{\max} - \delta_0)L_T$  коэффициент усиления среды соответственно увеличивается на  $\Delta\alpha = (\delta_{\max} - \delta_0) \cdot L_T/L$ , при этом изменение мощности индуцированного излучения находится из выражения

$$\beta = \frac{\Delta P}{P} = \frac{d \ln P_1(\alpha)}{d \ln \alpha} \frac{1}{P_0/P_1(\alpha) - 1} \frac{\Delta\alpha}{\alpha}.$$

Полагая, что  $\Delta\alpha = (\delta_{\max} - \delta_0) \cdot L_T/L \approx \delta_{\max} \cdot L_T/L$  и  $\alpha = \kappa + \delta_0 \cdot L_T/L \approx \kappa$ ,  $[P_0/P_1(\alpha) - 1] \approx 1$ , получим

$$\beta = - \frac{d \ln P_1(\alpha)}{d \ln \alpha} \frac{\delta_{\max}}{\kappa} \frac{L_T}{L}.$$

При  $T \approx 100$  К в области резонатора СО-ГДЛ  $d \ln P_1(\alpha)/d \ln \alpha \approx 0,2$ , а для резонатора шириной  $L = 100$  см отношение  $\delta_{\max}/\kappa \approx 10^2$ .

В этом случае уменьшение мощности генерации при  $L_T/L \approx 10^{-1}$  составит  $\beta \approx 0,2$ .

Следует отметить, что поглощение резонансного излучения сопровождается различными тепловыми эффектами [3]. Возможны начальное охлаждение газа (на 30—50 К), а затем его резкий нагрев по механизму теплового взрыва. Появление поперечных градиентов плотности может привести к смещению каустики луча и разбюстировки резонатора.

Таким образом, в СО-ГДЛ возникают дополнительные каналы оптических потерь, связанные с проявлением самопоглощения части энергии оптического излучения областями термализованного газа, с уменьшением КПД резонатора лазера вследствие падения интегрального коэффициента усиления среды и со смещением каустики и разбюстировкой резонатора при появлении поперечных градиентов плотности потока в поглощающих областях.

Указанные потери, вызванные резонансным самопоглощением индуцированного излучения, могут проявляться и в лазерах другого типа на двухатомных молекулах (химико-газодинамическом, электрогазодинамическом СО-лазере, химическом HF-лазере).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
2. M. Hisli, H. Nagai, T. Akiba. Appl. Phys. Lett., 1980, 36, 797.
3. В. М. Шмелев, А. Д. Марголин. Хим. физика, 1985, 4, 7, 873.
4. Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов, Л. А. Шеленин. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
5. В. М. Шмелев, А. Д. Марголин. Хим. физика, 1983, 2, 11, 4480.
6. Н. Я. Василий, А. Д. Марголин, В. М. Шмелев. ПМТФ, 1982, 3, 22.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 532.593

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗОВ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

*Б. Н. Кондриков, А. И. Сумин*

*(Москва)*

Уравнение состояния газообразных веществ при давлении  $p \approx 10^9 \div 10^{10}$  Па и температуре  $T \approx 10^3 \div 10^4$  К представляет значительный интерес для химической газодинамики.

В настоящее время для практических расчетов широко используется уравнение состояния БКВМ [1]. Оно содержит 5 констант, определяемых главным образом с помощью данных по скорости и давлению детонации. Недостатки этого уравнения: два набора констант для расчета детонационных характеристик веществ с разным содержанием углерода и завышенный изохорный коэффициент давления, вследствие чего температура детонации, обычно занижается.

Первые попытки более строгого (в рамках статистической механики) подхода к составлению уравнения состояния предприняты в [2, 3] и продолжены в [5, 9] (см. также обзор [4]). Суть подхода состоит в выборе потенциала межмолекулярного взаимодействия и вычислении конфигурационной части статистического интеграла, определяющей степень отклонения термодинамических параметров газа от идеальных при уменьшении удельного объема. Потенциал межмолекулярного взаимодействия (обычно полуэкспоненциальный) содержит 3 константы, но при вычислении конфигурационной функции состояния вводится еще ряд констант, определяемых как из расчетных данных, полученных по методу Монте-Карло, так и из экспериментальных результатов на основе прин-