

11. Сафарян М. Н., Скребков О. В. Константы скоростей газофазных реакций в топливных системах. Приложение к отчету. Черноголовка, 1968.
12. Кондратьев В. Н. Константы скоростей газофазных реакций. Справочник. М., «Наука», 1970.
13. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO₂-N₂ laser system.—«Rev. Mod. Phys.», 1969, vol. 41, N 1, p. 26.
14. Millikan R. G., White D. R. Systematic of vibrational relaxation.—«J. Chem. Phys.», 1963, vol. 39, N 12, p. 3209.
15. Anderson J. D. The effect of kinetic rate uncertainties on gasdynamic laser performance. AIAA Paper, N 74—176.
16. Seery D. J. On a shock tube study of CO₂-CO vibrational energy transfer.—«J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 1, p. 631.
17. Rosenberg C. W., Bray K. N. C., Pratt N. H. Shock tube vibrational relaxation measurements N₂ relaxation by H₂O and CO₂-N₂ V-V rate.—«J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 7, p. 3230.
18. Sato G., Tsushiya S., Kuratani K. Shock wave study of vibrational energy exchange between diatomic molecules.—«J. Chem. Phys.», 1969, vol. 50, N 5, p. 1911.
19. Taylor R. L., Camac M., Feinberg R. M. Measurements of vibrational-vibrational coupling in gas mixtures.—In: Symposium on Combustion, 11th. Univ. Calif., 1966, California, 1967, p. 49.
20. Kamimoto G., Matsui H. Vibrational relaxation of nitric oxide in argon.—«J. Chem. Phys.», 1970, vol. 53, N 10, p. 3987.
21. Kiefer J. H., Lutz R. W. Vibrational relaxation of hydrogen.—«J. Chem. Phys.», 1966, vol. 44, N 2, p. 668.
22. Kung R. T. V., Center R. E. High temperature vibrational relaxation of H₂O by H₂O, He, Ar and N₂.—«J. Chem. Phys.», 1975, vol. 62, N 6, p. 2187.
23. Лосев С. А., Макаров В. Н. Оптимизация коэффициента усиления в газодинамическом лазере на углекислом газе.—«Квант. электроника», 1974, № 7, с. 1633.
24. Лосев С. А., Макаров В. Н., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.—ФГВ, 1973, № 4, с. 463.
25. Данилов В. В., Кругляков Э. П., Шунько Е. В. Измерение вероятности перехода Р 20(0004—1000) CO₂ и ударного уширения при столкновениях с CO₂, N₂ и He.—ПМТФ, 1972, № 6, с. 24.

УДК 621.375.826:541.127

К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНОГО СО-ЛАЗЕРА

А. П. Напартович, И. В. Новобранцев, А. Н. Старостин

(Москва)

Кинетические уравнения, описывающие работу СО-лазера, являющегося одним из наиболее перспективных в смысле КПД и удельных характеристик, представляют собой нелинейную систему высокого порядка (30—60). Проведенные численные исследования параметрических зависимостей мощности генерации недостаточны для анализа экспериментальных данных и проектирования новых систем. В данной работе предлагается простая модель СО-лазера, позволяющая находить зависимости мощности и спектра генерации от параметров установки.

Приближенная аналитическая теория распределения двухатомных молекул по колебательным уровням в условиях сильного отрыва эффективной температуры колебаний T_1 от температуры газа T построена в работах [1, 2]. Условие применимости использованного в [1, 2] резонансного приближения имеет вид

$$\exp(-\delta_{VV}^*) \ll C \frac{6\Delta E}{T\delta_{VV}^3},$$

где $C = (v^* + 1)f(0) \exp [-(\Delta E/T)(v^*)^2 - 1/2]$ ($f(0)$ — доля молекул в основном состоянии); ΔE — ангармоничность молекулы; v^* — номер, соответствующий минимуму Тринора [3]; δ_{VV} — число, зависящее от температуры газа, характеризующее скорость обмена с дефектом резонанса [2].

Учет радиационных переходов в рамках [1,2] дает уравнение

$$(1) \quad \frac{3Q_{10}}{\delta_{VV}^3} \frac{d}{dv} \left[(v+1)^2 f^2 \left(\frac{2\Delta E}{T} - \frac{d^2 \ln f}{dv^2} \right) \right] + P_{10} (v+1) f \exp(\delta_{VT}v) + \\ + A_{10} (v+1) f + \frac{I_v}{\hbar \omega_v} \sigma(v) \left[\gamma_v f + \frac{df}{dv} \right] = 0,$$

где P_{10} , A_{10} — вероятности столкновительного и радиационного переходов ($1 \rightarrow 0$); Q_{10} — вероятность обмена при столкновении молекул CO; I_v — интенсивность света на переходе $v+1 \rightarrow v$; $\hbar \omega_v = E_1 - 2\Delta E v$; $\gamma_v = 1 - \exp [-2B_v(j_v + 1)/T]$; B_v — вращательная постоянная; j_v — вращательное квантовое число, на котором происходит генерация в полосе $v+1 \rightarrow v$; $\sigma(v)$ — сечение индуцированного излучения. Остальные обозначения в [2].

Из уравнения (1) следует независимость T_1 от наличия генерации. Этот вывод подтверждается численными расчетами [4]. Скорость потерь определяется потоком квантов, формируемым в районе минимума Тринора $V - V$ -процессами, и зависит только от T_1 и температуры газа. Связь T_1 с T , если накачка сосредоточена на нижних уровнях, находится из уравнения

$$q = \eta_v \frac{jE}{lN_{CO}E_1} = \frac{6Q_{10}}{\delta_{VV}^3} \frac{\Delta E}{T} C^2(T_1),$$

когда $q \ll \frac{6Q_{10}}{\delta_{VV}^3} \left(\frac{\Delta E}{T} \right)^3$. Здесь jE — мощность, выделяемая в разряде; η_v — доля, расходуемая на возбуждение колебаний; N_{CO} — плотность молекул CO.

При стационарной генерации инверсия определяется условием

$$(2) \quad \sigma(v)(\gamma_v f + df/dv) = \Delta_0,$$

где $\Delta_0 = \ln(1/R)/2LN_{CO}$; $R = \sqrt{R_1 R_2}$; $R_{1,2}$ — коэффициенты отражения зеркал; L — длина активной среды, резонатор в (2) предполагается неселективным.

Решая (2) для $l \leq v \leq r$, находим

$$(3) \quad f_0(v) = f(l) \exp \left(- \int_l^v \gamma_v dv \right) + \\ + \Delta_0 \exp \left(- \int_l^v \gamma_v dv \right) \left[\int_l^v \frac{dv' \exp \left(\int_l^{v'} \gamma_v dv \right)}{\sigma(v')} \right],$$

где l , r — нижняя и верхняя границы спектра генерации. Вблизи нижней границы воспользуемся приближенным решением ($I_v = 0$) [1, 2], сшивая с которым (3) при $v = l$, находим $f(l) = C/(l+1)$, если $l > v^*$ (в противном случае необходимо сшивать с подправленным распределением Тринора).

Подставляя решение (3) в уравнение (1), находим мощность излучательных потерь

$$\Delta_0 I_v \simeq \hbar \omega_v \frac{12\Delta E}{T\delta_{VV}^3} Q_{10} (v+1) f_0(v) [(\gamma_v(v+1)-1)f_0(v) - (v+1)\Delta_0/\sigma(v) - \lambda \exp(\delta_{VT}v) - \mu], \quad (4)$$

где

$$\lambda = P_{10} T \delta_{VV}^3 / 12\Delta E Q_{10} \ll 1; \quad \mu = A_{10} T \delta_{VV}^3 / 12\Delta E Q_{10} \ll 1.$$

При выводе (4) опущен вклад от членов $\sim d^2 \ln(f_0/dv^2)$, который по оценкам мал. Край спектра генерации находится из условий

$$I(l) = I(r) = 0.$$

Полная мощность излучения определяется формулой

$$P = \int_l^r I_v dv = \frac{\hbar \omega_v}{\Delta_0} \frac{6\Delta E Q_{10}}{T\delta_{VV}^3} [f_{0l}^2 (l+1)^2 - f_{0r}^2 (r+1)^2 - 2 \int_l^r (\lambda \exp(\delta_{VT}v) + \mu) (v+1) f_0 dv].$$

Выведенные формулы существенно упрощаются при дополнительных приближениях $\gamma_v = \gamma$; $\sigma(v) = (v+1)\sigma_0$.

Суммарная мощность излучения определяется в этом случае формулой ($k = \Delta_0/\gamma\sigma_0$)

$$P = \frac{6\Delta E \hbar \omega_v Q_{10}}{T\delta_{VV}^3 \Delta_0} \left[C^2 - k^2 - \frac{2\lambda k}{\delta_{VT}} \exp(\delta_{VT}r) \right].$$

В отсутствие $V-T$ -потерь нижний край спектра, мощность и КПД равны

$$l = 1/\gamma(1 - k/C) - 1; \quad (5) \quad P = \frac{6\Delta E \hbar \omega_v Q_{10}}{T\delta_{VV}^3 \Delta_0} (C^2 - k^2);$$

$$\eta = \frac{\Delta_0 \int_l^r I_v dv}{q N_{CO} E_1} = \frac{\hbar \omega_v}{E_1} \left(1 - \frac{k^2}{C^2} \right) = \frac{\hbar \omega_v}{E_1} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\gamma(l+1)} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

Последняя формула связывает КПД генерации с нижним концом спектра.

Для нахождения верхнего конца спектра r следует учесть влияние ангармонизма на величину $\sigma(v)$. Полученные выражения позволяют рассчитать спектр излучения, мощность и КПД в зависимости от накачки, газовой температуры, состава газа и добротности резонатора. Для сравнения построенной здесь теории с экспериментом воспользуемся работой [5], пренебрегая влиянием потока поперек резонатора. Зависимость суммарной мощности излучения от мощности накачки хорошо описывается выражением (5). «Пороговая» накачка оценивается по формуле

$$P_{\text{пор}} = 6\Delta E N_{CO} \hbar \omega_v Q_{10} k^2 V / T \delta_{VV}^3,$$

для условий эксперимента [5] $P_{\text{пор}} = 60$ кВт, $p = 0,76$ мм рт. ст., $T = 100$ К, $\text{CO} : \text{Ar} = 1 : 9$, $(-\ln R)/L = 0,12$, $V = 500$ см³, для Q_{10} взя-

ты значения, следующие из работы [6]. Экспериментальное значение $P_{\text{пор}} = 70$ кВт. Наклон зависимости $P_{\text{вых}}$ от P накачки определяется величиной $\eta_{\text{кв}}\eta_{\text{в}}S_{\text{раз}}/S$, где $\eta_{\text{кв}} = \hbar\omega_{\text{в}}/E_{\text{и}} = 90\%$, $\eta_{\text{в}}$ — КПД возбуждения $\approx 80\%$, $S_{\text{раз}}/S$ — отношение площади выходного окна к площади разряда $\approx 0,29$, т. е. $\leq 0,2$. В эксперименте это значение $\approx 0,17$. Теоретический КПД при накачке 152 кВт дает с использованием (6) $\eta \leq 0,12$, в эксперименте КПД $\approx 0,08$. Величина $l_{\text{теор}} \approx 5,5$, $l_{\text{экс}} = 4$. Учитывая приближения, использованные при построении теории, следует считать достигнутое согласие удовлетворительным.

Поступила 10 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Brau C. A. Classical theory of vibrational relaxation of anharmonic oscillators.— «Physica», 1972, vol. 58, p. 533.
2. Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация и диссоциация в системе ангармонических осцилляторов при селективном «разогреве» колебаний. Препринт ФИАН, № 28, 1974; Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С. Функция распределения и скорость релаксации колебательной энергии в системе ангармонических осцилляторов.— ПМТФ, 1974, № 3, с. 13.
3. Treanor C. E., Rich J. W., Rehm R. J. Vibrational relaxation of anharmonic oscillators with exchange-dominated collisions.— «J. Chem. Phys.», 1968, vol. 48, p. 1798.
4. Smith N. S., Hassan H. A. Power calculations for high-flow CO electric discharge laser systems. AIAA Paper, N 75—35, 1975.
5. Jones T. J., Byron S. R., Hoffman A. L., O'Brien B. B., Lacina W. B. Electron-beam-stabilized cw electric discharge laser in supersonically cooled CO/N₂/Ar mixtures. AIAA Paper, N 74—562, 1974.
6. Powell H. T. Vibrational relaxation of carbon monoxide using a pulse discharge.— «J. Chem. Phys.», 1975, vol. 63, p. 2635.

УДК 533.95

РАСЧЕТ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОГО ВЗРЫВА В ВОЗДУХЕ С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

И. В. Немчинов, В. В. Светцов

(Москва)

Введение. При воздействии интенсивного лазерного излучения на мишень в воздухе или при пробое воздуха сфокусированным излучением возникают области с высокой концентрацией энергии. В условиях таких экспериментов часто используются многоканальные лазерные установки [1—3], обеспечивающие всестороннее, почти равномерное облучение, в результате чего распределение параметров в образующейся плазме близко к сферически-симметричному. Дальнейший разлет и остывание такого сферического газового объема носит характер сильного взрыва.

Представляет интерес теоретически исследовать картину развития такого лазерного взрыва и определить влияние излучения горячей плазмы на процесс движения и основные параметры взрыва. Одним из практических приложений таких расчетов может быть определение энергии излучения лазера, поглощенной в плазме, по закону движения ударной волны. В [1, 2] поглощенная в плазме энергия находилась по формулам сильного точечного взрыва [4] при использовании оценочного значения среднего показателя адиабаты плазмы воздуха или гелия. В [5] для тех же целей использовались результаты численного расчета взрыва с противодавлением в гелии. Однако при этом не учитывалось излучение.