

3. Srivastava B. N., Theophanis G. et al. Flow and discharge characteristics of electron-beam-controlled pulsed lasers. AIAA Pap. 80—1433, 1980.
4. Велихов Е. П., Баранов В. Ю. и др. Импульсные CO<sub>2</sub>-лазеры и их применение для разделения изотопов. М.: Наука, 1983.
5. Tong K.-O., Knight C. J. et al. Flow and acoustic study for pulsed visible lasers. AIAA Pap. 80—348, 1980.
6. Buonadonna V. R., Weisbach M. F. et al. Performance characteristics of a wave attenuator for pulsed chemical lasers. AIAA Pap. 81—1284, 1981.
7. Boness M. J., Center R. E. High-pressure pulsed electrical CO laser. — J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7.
8. Knight C. J. Transverse acoustic waves in pulsed lasers. AIAA Pap. 81—1283, 1981.
9. Карношин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. М.: Атомиздат, 1981.
10. Глотов Е. П., Данилычев В. А. и др. Влияние газодинамического движения активной среды в течение импульса накачки на угловую расходимость излучения электроионизационных лазеров. — КЭ, 1978, т. 6, № 9.
11. Михайлова Н. В., Мышецкая Е. Е. и др. Расчет нестационарных газодинамических течений с периодическим локальным подводом энергии. Препринт ИПМ № 101, 1975.
12. Srivastava B. N. Pressure wave attenuation due to anode mufflers in pulsed lasers. AIAA Pap. 81—1282, 1981.
13. Белоусова И. М., Леопов С. Н. и др. Совместный расчет колебательной кинетики и характеристик плазмы объемного разряда в смеси CO и N<sub>2</sub>. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 7.
14. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в молекулярных газовых лазерах. М.: Наука, 1980.
15. Pisu C. T., McMillan L. D. Time-dependent solution for de-excitation rates of anharmonic oscillators. — J. Chem. Phys., 1972, vol. 56, N 11.
16. Dubrovsky G. V., Bogdanov A. V. et al. Analytical formulas for cross sections and rate constants of elementary processes in gases. — In: 13th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. Vol. 1. Novosibirsk, 1982.
17. Богданов А. В., Горбачев Ю. Е. Модели констант скоростей колебательного и вращательного возбуждения атомом двухатомной молекулы при медленных столкновениях. Препринт № 770. Л.: ФТИ АН СССР, 1982.
18. Богданов А. В., Горбачев Ю. Е., Павлов В. А. К теории обмена колебательными и вращательными квантами при столкновении молекул. Препринт № 833. Л.: ФТИ АН СССР, 1983.
19. Богданов А. В., Дубровский Г. В., Павлов В. А. Оценки сечений и частот столкновений для потенциалов с твердой сердцевиной. — В кн.: Физическая механика. Л.: ЛГУ, 1978, вып. 3.
20. Головизнин В. П., Жмакин А. И., Фурсенко А. А. Об одном численном методе исследования разрывных течений релаксирующих смесей. — ДАН СССР, 1982, т. 264, № 6.

Поступила 13/II 1984 г.

УДК 535 + 534.222 + 539.196

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ $\lambda = 10,6$ мкм В УСИЛИВАЮЩИХ СРЕДАХ

В. А. Левин, В. В. Нетесов, А. М. Старик

(Москва)

В последнее время широкое развитие получили исследования процессов усиления излучения в многокаскадных CO<sub>2</sub>-усилителях. При этом для получения высокой интенсивности лазерного излучения в дальней зоне и малой расходимости пучка необходима информация как об амплитудных, так и о фазовых характеристиках усиливаемого луча.

При распространении коллимированного пучка через усиливающую среду CO<sub>2</sub> — N<sub>2</sub> в результате индуцированных переходов с уровня 00<sup>0</sup>1 на уровень 10<sup>0</sup>0 и последующей колебательно-поступательной релаксации энергии колебаний молекул CO<sub>2</sub> происходит нагрев газа. Более того, вследствие неоднородности распределения интенсивности по радиусу пучка (обычно имеется гауссово распределение) термализация газа по радиусу пучка будет происходить также неравномерно.

Неоднородное поле температур приведет в свою очередь к неравномерному изменению по радиусу луча показателя преломления и к дефокусировке пучка, распространяющегося через усиливающую среду.

Впервые исследование влияния этих процессов на амплитудно-фазовые характеристики усиливаемого излучения было проведено в [1]. Однако вопросы влияния возможной неоднородности среды (в частности, неоднородности коэффициента усиления по радиусу пучка), а также некоторых особенностей процессов колебательного энергообмена на характеристики излучения при этом не рассматривались.

В данной работе на основе численного моделирования рассмотрено распространение импульса электромагнитного излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм через усиливающую среду  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ , имеющую как равномерное, так и неравномерное поле параметров в канале пучка. Особенности создания активной среды при этом не учитывались, а влияние движения среды полагалось несущественным.

Анализ проводился для импульсов, длительность которых  $\tau_I$  много больше времен вращательно-поступательной ( $\tau_{R-T}$ ), колебательно-колебательной ( $\tau_{V-V}$ ) релаксации и больше характерного гидродинамического времени задачи  $\tau_3$  (время распространения акустических колебаний поперек пучка), но меньше времени свободной конвекции, молекулярной диффузии и теплопроводности. В этом случае справедливы предположения о наличии локального бальмановского распределения в каждом отдельном типе колебаний молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и о существовании термодинамического равновесия между поступательным и вращательным движением молекул смеси [2].

Пренебрегая потоками колебательной и поступательно-вращательной энергии вследствие наличия по радиусу луча градиента поступательной и колебательных температур, систему уравнений, описывающую изменение состояния среды при усилении импульса, можно представить в виде [2-4]

$$(1) \quad \rho \tilde{C}_p \frac{\partial T}{\partial t} = k_v I - \frac{p}{\mu} \sum_{i=1}^2 \gamma_i \sum_{j=1}^4 \Theta_{ij} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt};$$

$$(2) \quad \frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{p}{KT} \left[ \frac{y_3 - y_1 y_2 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - \Theta_1 - \Theta_2}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_1)(1-y_2)} \sum_{i=1}^3 W_{312}^i \gamma_i + \right. \\ \left. + \frac{y_4 - y_1 y_2 \exp\left(-\frac{\Theta_4 - \Theta_1 - \Theta_2}{T}\right)}{(1-y_4)(1-y_1)(1-y_2)} W_{42} \gamma_2 + \right. \\ \left. + \frac{k_v I \mu^2}{\rho^2 N_A^2 h \nu_0 \gamma_1} \frac{y_1 - y_2^2 \exp\left(-\frac{\Theta_1 - 2\Theta_2}{T}\right)}{(1-y_1)(1-y_2)^2} \sum_{i=1}^3 W_{12}^i \gamma_i \right];$$

$$(3) \quad \frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{p}{KT} \left[ \frac{y_3 - y_1 y_2 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - \Theta_1 - \Theta_2}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_1)(1-y_2)} \sum_{i=1}^3 W_{312}^i \gamma_i + \right. \\ \left. + 3 \frac{y_3 - y_2^3 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - 3\Theta_2}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_2)^3} \sum_{i=1}^3 W_{32}^i \gamma_i - \right. \\ \left. - 2 \frac{y_2 - y_2^2}{1-y_2} \sum_{i=1}^3 W_{20}^i \gamma_i + \frac{y_4 - y_1 y_2 \exp\left(-\frac{\Theta_4 - \Theta_1 - \Theta_2}{T}\right)}{(1-y_4)(1-y_1)(1-y_2)} W_{412} \gamma_2 + \right. \\ \left. + 3 \frac{y_4 - y_2^2 \exp\left(-\frac{\Theta_4 - 3\Theta_2}{T}\right)}{(1-y_4)(1-y_2)^3} W_{42} \gamma_2 + 2 \frac{y_1 - y_2^2 \exp\left(-\frac{\Theta_1 - 2\Theta_2}{T}\right)}{(1-y_1)(1-y_2)^2} \sum_{i=1}^3 W_{12}^i \gamma_i \right];$$

$$(4) \quad \frac{d\varepsilon_3}{dt} = \frac{p}{KT} \left[ - \frac{y_3 - y_4 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - \Theta_4}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_4)} W_{34} \gamma_2 - \frac{\mu^2 k_v I}{\rho^2 N_A^2 h \nu_0 \gamma_1} - \right. \\ \left. - \frac{y_3 - y_1 y_2 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - \Theta_1 - \Theta_2}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_1)(1-y_2)} \sum_{i=1}^3 W_{312}^i \gamma_i - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{y_3 - y_2^3 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - 3\Theta_2}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_2)^3} \sum_{i=1}^3 W_{32}^i \gamma_i \Big]; \\
(5) \quad \frac{d\varepsilon_i}{dt} = & \frac{p}{KT} \left[ \frac{y_3 - y_4 \exp\left(-\frac{\Theta_3 - \Theta_4}{T}\right)}{(1-y_3)(1-y_4)} W_{34} \gamma_1 - \frac{y_4 - y_{40}}{1-y_4} \sum_{i=1}^3 W_{40}^i \gamma_i - \right. \\
& \left. - \frac{y_i - y_2^3 \exp\left(-\frac{\Theta_i - 3\Theta_2}{T}\right)}{(1-y_4)(1-y_2)^3} W_{42} \gamma_1 - \frac{y_4 - y_1 y_2 \exp\left(-\frac{\Theta_i - \Theta_1 - \Theta_2}{T}\right)}{(1-y_4)(1-y_1)(1-y_2)} W_{412} \gamma_1 \right]; \\
C_p = & \frac{R}{\mu} \left( \frac{5}{2} + \sum_{i=1}^2 \gamma_i \right), \quad \varepsilon_j = \frac{r_j y_j}{1-y_j}, \quad p = \frac{\rho RT}{\mu}.
\end{aligned}$$

Здесь  $y_j = \exp(-\Theta_j/T_j)$ ;  $\Theta_j$  и  $T_j$  — соответственно характеристическая и локальная колебательные температуры  $j$ -й моды (индексами  $j = 1, 2, 3, 4$  обозначены симметричный, деформационный и асимметричный типы колебаний  $\text{CO}_2$  и колебания молекулярного азота);  $y_{j0} = y_j(T)$ ;  $\rho$ ,  $T$ ,  $p$  — плотность, температура и давление газа;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $K$  — постоянная Больцмана;  $N_A$  — число Авогадро;  $h$  — постоянная Планка;  $\mu$  — молекулярный вес смеси;  $\gamma_i$  — молярная доля  $i$ -го компонента в смеси ( $i = 1$  —  $\text{CO}_2$ ,  $i = 2$  —  $\text{N}_2$ ,  $i = 3$  — He);  $I$  — интенсивность воздействующего на газ излучения;  $k_v$  — коэффициент усиления;  $\nu_0$  — частота перехода, соответствующая центру линии  $P20[00^01 \rightarrow 10^00]$  молекулы  $\text{CO}_2$ ;  $W_{pk}$  — константа скорости элементарных процессов  $V - V'$ -обмена и  $V - T$ -релаксации (индексы  $p = k = 1, 2, 3, 4$  соответствуют симметричному, деформационному и асимметричному типам колебаний  $\text{CO}_2$  и колебаниям  $\text{N}_2$ , а  $k = 0$  — невозбужденному состоянию любой молекулы). Температурные зависимости констант скоростей элементарных процессов  $W_{pk}(T)$  выбирались в соответствии с рекомендациями [2, 5, 6]. Следует отметить, что в эксперименте обычно определяется полная вероятность релаксации энергии асимметричных колебаний  $\text{CO}_2$  по каналу  $00^01 \rightarrow [03^10, 11^10] - W_{32}^i$  [5], которая связана с  $W_{312}^i$  и  $W_{32}^i$  соотношением [3, 6]

$$(6) \quad W_{32}^i = W_{32}^i + W_{312}^i \frac{1-y_2}{1+y_2}.$$

Уравнение (6) при известной функции  $\varphi_i = W_{312}^i/W_{32}^i$  позволяет вычислить  $W_{312}^i$  и  $W_{32}^i$ :

$$W_{32}^i = W_{32}^i \left( \frac{1-y_{20}}{1+y_{20}} \varphi_i + 1 \right), \quad W_{312}^i = W_{32}^i \varphi_i.$$

Значение  $\varphi_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) вычислялось при этом по данным [7]. Аналогичная процедура применялась и при определении  $W_{412}$  и  $W_{42}$ :

$$W_{42} = W_{42} \left( \frac{1-y_{20}}{1+y_{20}} \varphi_4 + 1 \right), \quad W_{412} = W_{42} \varphi_4.$$

Коэффициент усиления  $k_v$  в центре спектральной линии  $P20[00^01 \rightarrow 10^00]$  вычислялся по соотношению [5]

$$\begin{aligned}
k_v = & \frac{\lambda_0^2}{8\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{2RT}{\mu_1}} A_{mn} \frac{(2j''-1) \rho N_A \gamma_1}{\mu Z_r Z_v} H(\omega, 0) \delta N, \\
\delta N = & y_3 B' \exp\left[-\frac{B' j'' (j''-1)}{KT}\right] - y_1 B'' \exp\left[-\frac{B'' j'' (j''+1)}{KT}\right],
\end{aligned}$$

где  $\lambda_0$  — длина волны в центре линии усиливающего перехода ( $\lambda_0 = 10,589$  мкм);  $B''$  и  $B'$  — вращательные постоянные уровней  $10^00$  и

00<sup>01</sup> соответственно;  $j''$  — вращательное квантовое число нижнего уровня ( $j'' = 20$ );  $H(\omega, 0)$  — функция Фойгта;  $Z_r, Z_V$  — вращательная и колебательная статсуммы; коэффициент Эйнштейна  $A_{mn}$  принимался равным  $0,187 \text{ с}^{-1}$  [5].

Распространение электромагнитного излучения вдоль выделенного направления ( $Oz$ ) в некоторой немагнитной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  в квазиоптическом приближении описывается уравнением [8, 9]

$$(7) \quad 2ik \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_z}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A + \Delta_{\perp} A + k^2 \left( \frac{c}{n_0^2} - 1 \right) A = 0, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0,$$

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right),$$

где  $A = A(r, z, t)$  — комплексная амплитуда электромагнитной волны;  $r$  — расстояние от оси пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения;  $n$  — показатель преломления (индекс  $\theta$  относится к невозмущенной среде). Интенсивность электромагнитной волны связана с комплексной амплитудой соотношением [10]  $I = (cn/8\pi)|A|^2$ , где  $c$  — скорость света в вакууме.

Комплексную диэлектрическую проницаемость среды  $\epsilon$  обычно записывают в виде

$$(8) \quad \epsilon = (n + i(\lambda_0/4\pi)k_v)^2.$$

Изменение состояния среды при прохождении резонансного излучения приводит к изменению как мнимой ( $k_v$ ), так и действительной ( $n$ ) части диэлектрической проницаемости. При  $\tau_r \gg \tau_s$  справедливо изобарическое приближение ( $p = p_0$ ) и изменение показателя преломления определяется формулой

$$(9) \quad \delta n = -(\delta T/T_0)(n_0 - 1).$$

Система уравнений (1) — (9) является замкнутой и позволяет определять амплитудно-фазовые характеристики излучения с учетом эффектов самовоздействия. Будем рассматривать усиление пучков с плоским фазовым фронтом и гауссовым поперечным распределением амплитуды:

$$(10) \quad A(r, z = 0, t) = A_0 \exp(-r^2/2a^2)g(t),$$

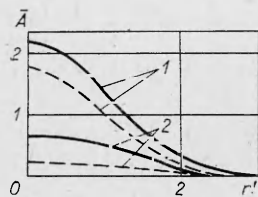
где  $A_0$  — максимальная амплитуда;  $a$  — характерный размер пучка;  $g(t)$  — функция, характеризующая временную модуляцию амплитуды. При этом должны выполняться следующие граничные и начальные условия:

$$(11) \quad A(r = \infty, z, t) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} A(r = 0, z, t) = 0,$$

$$T(r, z, t = 0) = T_0, \quad \epsilon_{ij}(r, z, t = 0) = \epsilon_{ij}(T_0), \quad T(r = \infty, z, t) = T_0,$$

$$\frac{\partial}{\partial r} T(r = 0, z, t) = 0.$$

Система уравнений (1) — (9) с граничными и начальными условиями (10), (11) решалась численно. Основной трудностью при численном интегрировании системы (1) — (9) является необходимость вычисления высокочастотных осцилляций фазы и изменения амплитуды электромагнитной волны, возникающих даже при распространении пучка в однородной среде. В [11] был предложен метод преобразования уравнения распространения (7), использующий точное аналитическое решение для гауссовых пучков, распространяющихся в средах с линейным коэффициентом поглощения. Он позволяет ограничиться вычислением изменений амплитуды и фазы электромагнитной волны, обусловленных только нелинейными эффектами. Этот метод, получивший название «неадаптивного», применялся и в данной работе. Для разностной аппроксимации дифференциальных



Ф и г. 1

уравнений использовались безусловно устойчивые симметричные неявные разностные схемы второго порядка точности [12]. Решение системы разностных уравнений на каждом шаге интегрирования по времени проводилось итерационным методом. При этом в каждой итерации разностные аналоги уравнений распространения (7) и энергии (1) решались методом правой прогонки, а кинетические уравнения (2) — (5) — методом Ньютона [12]. Расчеты контролировались выполнением закона сохранения энергии.

Конкретный анализ проводился для ступенчатого импульса  $g(t) = 1$  при  $0 \leq t \leq \tau_I$  с интенсивностью  $I_0 = 1$  кВт/см<sup>2</sup>. Считалось, что длина активной зоны, усиливающей излучение,  $L = 2$  м, а характерный размер пучка  $a = 0,1$  см. Рассматривались среды  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  с  $\gamma_1 = 0,1$  и  $\gamma_2 = 0,9$ ;  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  с  $\gamma_1 = 0,1$ ,  $\gamma_2 = 0,4$ ,  $\gamma_3 = 0,5$  со следующими невозмущенными параметрами:  $T_1 = 2000$  К,  $T_1 = T_2 = T_3 = 400$  К,

$$T_3 = \frac{\Theta_3}{\Theta_3/T_1 + \frac{\Theta_3 - \Theta_4}{T_0}}, \quad p_0 = 10^{-2} \text{ МПа.}$$

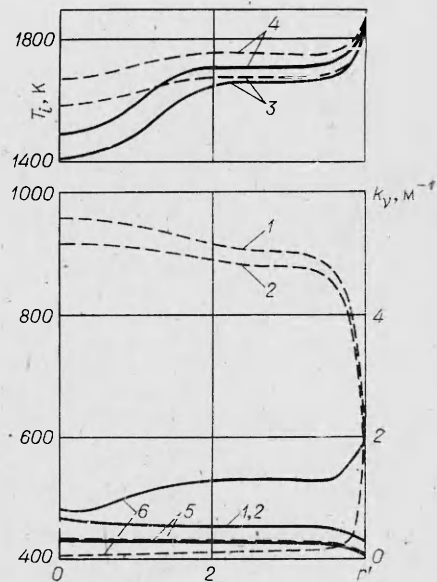
Заметим, что такие параметры

являются типичными для электроразрядных систем. Рассмотрим сначала влияние содержания He в смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  на характеристики выходного импульса при однородном распределении параметров в среде.

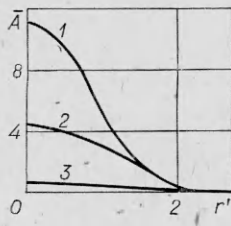
Как известно, присутствие He в смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  приводит к ускорению  $V - T$ -релаксации деформационных колебаний молекулы  $\text{CO}_2$  и как следствие к более интенсивному расселению нижнего уровня ( $10^0 0$ ) усиливающего перехода. В этом случае насыщение усиливающего перехода будет происходить по времени позднее, чем в газе  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ . Поэтому энергетические характеристики усиливаемого сигнала должны быть при наличии He в смеси выше. Проведенные расчеты подтвердили указанное положение.

На фиг. 1 для импульса с  $\tau_I = 90$  мкс представлены распределения относительной амплитуды  $\bar{A} = A/A(0, z)$  по радиусу пучка на выходе из усилителя ( $z = 2$  м) для смесей  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  (штриховые линии) и  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  (сплошные) в различные моменты времени  $t = 0; 90$  мкс (кривые 1 и 2 соответственно). Здесь и далее по оси абсцисс дан безразмерный радиус пучка  $r' = r/a \sqrt{D}$ , где  $a \sqrt{D}$  — ширина пучка ( $D = (z/ka^2)^2 + (1 - z/f)^2$ ,  $f$  — радиус кривизны фазового фронта). Видно, что в смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  во все моменты времени амплитуда усиливаемого сигнала в любом сечении пучка выше, чем в смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ .

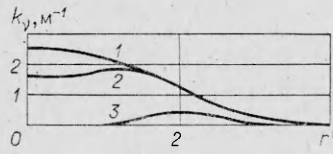
Следует отметить, что среда  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  обладает при этом большим запасом энергии. Однако быстрое насыщение усиливающего перехода в смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  не позволяет реализовать эту энергию, что хорошо видно из сравнения распределений колебательных  $T_i$  и поступательной  $T$  температур и коэффициента усиления  $k_v$  (кривые 1—6 соответственно) по радиусу пучка для двух рассматриваемых сред, представленных на фиг. 2 (распределения для  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  даны штриховой линией, а для  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 -$



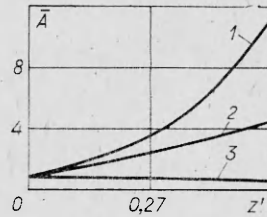
Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

He — сплошной). Следует отметить, что неоднородный нагрев среды приводит к некоторому расплыванию луча (тепловой дефокусировке), однако при длительности импульса  $\tau_I = 90$  мкс это расплывание невелико.

Рассмотренные особенности в изменении состояния сред  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  и  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  при прохождении импульса излучения приводят к тому, что полная энергия в выходящем из усилителя луче для смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  во все моменты времени больше, чем для смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ .

В реальных устройствах часто встречается ситуация, когда профиль коэффициента усиления неоднороден. Так, при возбуждении колебаний молекул рабочего газа в электрическом разряде интенсивность накачки уменьшается к периферии электродов. Поэтому представляет интерес рассмотреть влияние подобной неоднородности на распространение импульса излучения и на выходные характеристики такого усилителя. Конкретный анализ проводился на примере среды  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He} = 0,1 : 0,4 : 0,5$  с симметричным относительно оси пучка профилем коэффициента усиления (гауссовым). Распределение неравновесных параметров (колебательных температур  $T_i$ ) относительно оси пучка задавалось следующим образом:  $T_1(r, z) = T_2(r, z) = T_1(0, z) + [400 - T_1(0, z)]F$ ,  $T_4(r, z) = T_4(0, z) + [2000 - T_4(0, z)]F$ ,  $T_3(r, z) = \Theta_3 T_4(r, z) T_0 / [\Theta_4 T_0 + (\Theta_3 - \Theta_4) T_4(r, z)]$ , где  $F = \exp(-r^2/8a^2)$ ,  $T_1(0, z) = T_2(0, z) = 400$  К,  $T_4(0, z) = 2000$  К.

Давление и температура газа принимались однородными,  $p_0 = 10^{-2}$  МПа,  $T_0 = 300$  К. Длина усиливающей среды по лучу полагалась равной 2 м, а эффективный радиус пучка  $a = 0,25$  см,  $I_0 = 1$  кВт/см<sup>2</sup>. На фиг. 3 показано распределение относительной амплитуды  $\bar{A} = A/A(0, z)$  по радиусу пучка ( $r'$ ) на выходе из усилителя в различные моменты времени:  $t = 0$ ; 2,6; 350 мкс (кривые 1—3). Видно, что при  $t = 350$  мкс увеличения энергии пучка не происходит. Кроме того, уже при  $r' = 2$  амплитуда усиливаемого сигнала в момент  $t = 0$  такая же, как и при  $t = 2,6$  мкс. Такое поведение зависимости  $\bar{A} = f(r')$  объясняется особенностями изменения коэффициента усиления по радиусу пучка в присутствии излучения. Эти особенности иллюстрирует фиг. 4, на которой представлено распределение  $k_v = f(r')$  для среднего сечения ( $z = 1$  м) при  $t = 0$ ; 2,6; 350 мкс. Видно, что при  $r' = 2$  коэффициент усиления при  $t = 0$  и 2,6 мкс одинаков.

Быстрое насыщение усиливающего перехода на оси пучка и более медленное уменьшение  $k_v$  на его периферии приводят к тому, что амплитуда усиливаемого сигнала при  $t > 0,5$  мкс в сечении пучка  $r' = 2$  становится больше амплитуды на оси пучка. Неоднородный профиль коэффициента усиления приводит также и к неоднородному изменению поступательной температуры по радиусу. Эта неоднородность увеличивается со временем. Аналогично при этом изменяется и показатель преломления, что ведет к тепловому расплыванию луча, особенно при больших  $\tau_I$  (большему, чем в среде с однородными начальными параметрами). Отмеченные эффекты иллюстрирует фиг. 5, на которой показано изменение  $\bar{A}$  по длине трассы  $z' = z/ka^2D$  при  $r' = 0$  для различных моментов времени:  $t = 0$ ; 2,6; 350 мкс (кривые 1—3). Видно, что при  $t = 350$  мкс амплитуда усиливаемого сигнала с увеличением  $z'$  уменьшается.



Таким образом, проведенный расчетный анализ показал, что при усилении «длинных» импульсов ( $\tau_I \gg \tau_3$ ) даже на небольших трассах возможно «тепловое распыление» усиливаемого луча. Тепловая дефокусировка пучка может быть ослаблена уменьшением длительности импульса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Выслоух В. А., Огнев Л. И. Численное исследование тепловой дефокусировки в импульсном  $\text{CO}_2$ -усилителе. — Квант. электроника, 1981, т. 8, № 6.
2. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981.
3. Бирюков А. С. Кинетика физических процессов в газодинамических лазерах. — Тр. ФИАН СССР, 1975, т. 83, с. 13.
4. Гордиенко В. М., Горшков В. А. и др. Кинетическое охлаждение газов  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 3(9).
5. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
6. Британ А. Б., Старик А. М. Исследование колебательно-неравновесного течения в клиновидном сопле смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ . — ПМТФ, 1980, № 4.
7. Herzfeld K. F. Deactivation of vibrations by collisions in the presence of Fermi resonance. — J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, p. 743.
8. Сухоруков А. П. Тепловая самофокусировка световых пучков. — В кн.: Нелинейные процессы в оптике. Новосибирск: Наука, 1970.
9. Луговой В. Н., Прохоров А. М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде. — УФН, 1973, т. 111, вып. 2.
10. Лоудон Р. Квантовая теория света. М.: Мир, 1976.
11. Strohbehn J. W. Laser beam propagation in the atmosphere. — In: Topics Appl. Phys. Vol. 25. Berlin: Springer-Verlag, 1978.
12. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.

Поступила 6/II 1984 г.

УДК 621.374.2 : 621.762

### ЭРОЗИЯ ЭЛЕКТРОДОВ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВОДЯНЫХ РАЗРЯДНИКОВ

Н. К. Капшиников, В. М. Муратов, В. Я. Ушаков

(Томск)

Эрозия электродов под действием электрического разряда в жидкости как фактор, ограничивающий ресурс работы силовой отключающей аппаратуры, или как основа рабочего процесса в электроискровой и электроэрозионной технологии на сегодня изучена достаточно хорошо при колебательной форме импульса тока длительностью  $10^{-6} - 10^{-2}$  с и сравнительно невысокой мощности ( $< 10^7$  Вт), развиваемой в разрядном канале [1—3]. Интенсивное развитие в последние годы мощной высоковольтной импульсной техники и широкое использование в схемах формирования импульсов высоковольтных искровых разрядников с жидкой изоляцией делает актуальными вопросы эрозионной стойкости электродов таких разрядников, режим работы которых характеризуется малым временем ( $10^{-9} - 10^{-7}$  с) и большой скоростью ( $10^7 - 10^{12}$  Вт) выделения энергии в канале разряда. В литературе практически отсутствуют результаты исследований эрозии электродов в таких режимах.

В данной работе исследована эрозия электродов высоковольтных высоковольтных разрядников с водяной изоляцией при длительности импульса коммутлируемого тока  $10 - 45$  нс и развиваемой в канале разряда мощности  $10^7 - 10^{10}$  Вт.

Разрядники коммутировали коаксиальные формирующие линии с волновым сопротивлением  $3,5 - 100$  Ом, заряжаемые до напряжения  $50 - 1000$  кВ. Амплитуда разрядного тока составляла  $1 - 150$  кА. Длина межэлектродного зазора разрядников изменялась от  $0,4$  до  $6$  см. В качестве основного количественного показателя эрозии электродов выбран объем выброшенного с поверхности электродов металла, наиболее полно характеризующий изменение формы электродов высоковольтных разрядников и позволяющий оценить срок их службы. Для оценки характера и количественных показателей эрозии использован микроскоп установки МКУ-1. Объем металла  $V$ , выброшенного с поверхности электродов, оценивался расчетным путем при аппроксимации эрозионного кратера шаровым сегментом. Как показало контрольное взвешивание с последующей оценкой  $V$  (данные исследования проведены с использованием модельных электродов), расчет по формуле для объема шарового сегмента дает достаточно