

**О ВЛИЯНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
И ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ НА ГЛУБИНУ ОХЛАЖДЕНИЯ  
И ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ  
ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
С  $\lambda = 9,2-10,6$  МКМ ПАРАМИ ВОДЫ**

А. А. Сорокин, А. М. Старик  
(Москва)

Возможность охлаждения молекулярных газов лазерным излучением в последнее время привлекает внимание многих исследователей [1—5]. Уменьшение температуры среды в канале воздействующего лазерного луча приводит к образованию тепловой собирающей линзы и, как следствие, к самофокусировке лазерного пучка [5]. Один из газов, наиболее интенсивно поглощающих излучение  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны  $\lambda = 9,2-10,6$  мкм, — водяной пар. Ранее считалось, что поглощение энергии излучения с  $\lambda = 9,2-10,6$  мкм парами воды приводит к нагреву среды в канале луча и образованию рассеивающей тепловой линзы [2]. Лишь недавно показана возможность охлаждения среды, содержащей пары воды при воздействии импульса излучения с  $\lambda = 9,2-10,6$  мкм длительностью, меньшей времени  $V-T$ -релаксации деформационных колебаний молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  [6]. Механизм охлаждения здесь аналогичен обсуждаемому ранее механизму охлаждения газа из двухатомных молекул при резонансном поглощении излучения в  $P$ -ветви колебательно-вращательного перехода [7].

В данной работе на основе полученных аналитических соотношений анализируется влияние интенсивности воздействующего излучения и параметров среды, содержащей пары воды, на глубину охлаждения и изменение показателя преломления при поглощении излучения  $\text{CO}_2$ -лазера на колебательно-вращательных переходах молекулы  $\text{H}_2\text{O}$ .

Известно, что излучение  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны  $\lambda = 9,2-10,6$  мкм в зависимости от его частоты поглощается парами воды как в чисто вращательной полосе основного колебательного состояния, так и на колебательно-вращательных переходах деформационной моды ( $0 \rightarrow \nu_2$ ) [8]. В данной работе рассматриваются только те частоты излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, которые поглощаются в полосе  $0 \rightarrow \nu_2$  молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  среды, состоящей из газов  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{N}_2$ . Напомним, что охлаждение газа в этом случае возможно только при воздействии излучения с частотой, резонансной частоте линии колебательно-вращательного перехода, вращательные энергии верхнего  $E_{j''}$  и нижнего  $E_{j'}$  уровней которого удовлетворяют неравенству  $E_{j''} < E_{j'}$  [6].

Как обычно, полагаем, что ширина линии воздействующего на среду излучения существенно меньше ширины спектральной линии поглощения. Анализ будем проводить при  $\tau_I \gg \max(\tau_{R-T}, \tau_{V-V})$ , где  $\tau_I$ ,  $\tau_{R-T}$  и  $\tau_{V-V}$  — соответственно характерные времена индуцированных переходов, вращательно-поступательного  $R-T$  и внутримодового колебательно-колебательного  $V-V$ -обменов. В этом случае распределение молекул  $\text{H}_2\text{O}$  по вращательным уровням можно считать больцмановским с поступательной температурой  $T$ , а изменение состояния среды на временах  $t < \tau_T, \tau_R$  ( $\tau_T, \tau_R$  — время теплопроводности и конвекции) при воздействии излучения с  $\lambda = 9,2-10,6$  мкм описывать следующей системой уравнений [6]:

$$(1) \quad \frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{p}{kT} [L_{31}W_{31} - L_{12}W_{12}];$$

$$(2) \quad \frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{p}{kT} \left[ \frac{k_v J \mu^2}{\rho N_A \gamma_1 h \nu_I} + 2L_{12}W_{12} + 2L_{32}W_{32} - L_{24}W_{24} \gamma_2 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_{20})W_{20} \right];$$

$$(3) \quad \frac{d\varepsilon_3}{dt} = \frac{p}{kT} [-L_{31}W_{31} - L_{32}W_{32}];$$

$$(4) \quad \frac{d\varepsilon_4}{dt} = \frac{p}{kT} L_{24} \bar{W}_{24} \gamma_1; \quad \varepsilon_5 = \varepsilon_{50}(T);$$

$$(5) \quad C_p \frac{dT}{dt} = J, \quad J = \frac{k_\nu I}{\rho} - \left( \gamma_1 \sum_{j=1}^3 \Theta_j \frac{d\varepsilon_j}{dt} + \gamma_2 \Theta_4 \frac{d\varepsilon_4}{dt} \right),$$

$$\varepsilon_j = [\exp(\Theta_j/T_j) - 1]^{-1} r_j, \quad C_p = \frac{R}{\mu} \left( \frac{7}{2} + \frac{1}{2} \gamma_1 \right),$$

$$\varepsilon_{j0} = \varepsilon_j(T), \quad W_{pq} = \sum_{i=1}^3 W_{pq}^i \gamma_{i3}$$

$$L_{pq} = \varepsilon_p^{l_p} (\varepsilon_q + 1)^{l_q} - \varepsilon_q^{l_q} (\varepsilon_p + 1)^{l_p} \exp\left(\frac{l_q \Theta_q - l_p \Theta_p}{T}\right).$$

Здесь  $p, \rho, T$  — давление, плотность и поступательная температура газа;  $\mu$  — молекулярный вес смеси;  $\Theta_j$  и  $T_j$  — характеристическая и локальная колебательные температуры  $j$ -й моды, а  $r_j$  — кратность ее вырождения;  $k$  — постоянная Больцмана;  $h$  — постоянная Планка;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $N_A$  — число Авогадро;  $W_{pq}$  — константа скорости межмолекулярного  $V - V'$ -обмена, а  $W_{pq}^i$  — внутримолекулярного  $V - V'$ - или  $V - T$ -обмена при столкновении с  $i$ -м партнером ( $i = 1, 2, 3$  соответствует газам  $H_2O, O_2, N_2$ ;  $p(q) = 1, 2, 3, 4, 5$  отвечают симметричному, деформационному, асимметричному типам колебаний молекулы  $H_2O$  и колебаниям молекул  $O_2$  и  $N_2$ );  $\gamma_i$  — молярная доля  $i$ -го компонента в смеси;  $l_q$  — количество колебательных квантов, теряемых или приобретаемых модой  $q$  при  $V - V'$ -обмене;  $I$  — интенсивность воздействующего излучения, а  $\nu_I$  — его частота;  $k_\nu$  — коэффициент поглощения.

Как показали численные расчеты полной системы уравнений (1)–(5), проведенные в [6], при поглощении излучения  $CO_2$ -лазера парами воды справедливы неравенства  $|\Delta T| \ll T_0$  и  $|\Delta p| \ll p_0$  ( $\Delta T = T - T_0$ ,  $\Delta p = p - p_0$ , здесь и далее индекс 0 относится к параметрам невозмущенной среды при  $t = 0$ ).

В условиях, когда отсутствует перекрытие соседних по частоте спектральных линий, а величина расстройки  $\Delta\nu = |\lambda_I^{-1} - \lambda_0^{-1}| < 0,3 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda_I$  и  $\lambda_0$  — длина волны воздействующего излучения и длина волны, соответствующая центру линии поглощающего перехода), коэффициент поглощения для полосы  $0 \rightarrow \nu_2$  можно представить в виде

$$(6) \quad k_\nu = C_h p T^{-3} H_\Phi(\nu) \prod_{j=1}^3 [1 - \exp(-\Theta_j/T_j)] \left[ \exp\left(-\frac{E_{j'}}{kT}\right) \sqrt{A_{V'} B_{V'} C_{V'}} - \exp\left(-\frac{\Theta_2}{T_2} - \frac{E_{j''}}{kT}\right) \sqrt{A_{V''} B_{V''} C_{V''}} \right],$$

где  $C_h$  — константа;  $E_{j'}$  и  $E_{j''}$  — вращательные энергии молекулы  $H_2O$  в основном (000) и в возбужденном (010) колебательных состояниях, а  $A_{V'}, B_{V'}, C_{V'}$  и  $A_{V''}, B_{V''}, C_{V''}$  — вращательные постоянные для этих состояний;  $H_\Phi(\nu)$  — функция Фойгта. Максимальное значение  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_2 > \varepsilon_j, j \neq 2$ ) достигается при насыщении поглощающего перехода. Из условия  $k_\nu = 0$  имеем

$$(7) \quad \Theta_2/T_2 = \Delta E_j/(kT_0).$$

Учитывая, что  $\Delta E_j \equiv E_{j'} - E_{j''} = k\Theta_2 - h\nu_I/k$  ( $h\nu_I/k \simeq 1352 \text{ К}$ ,  $\Theta_2 = 2300 \text{ К}$ ), из (7) получаем максимально достижимое значение  $T_2$ :

$$(8) \quad T_{2 \max} = 2,47 T_0.$$

Кинетические уравнения (1)–(4) допускают линеаризацию при выполнении условий  $\max(\varepsilon_j) \ll 1$ ,  $\max(\varepsilon_{j0}) \ll 1$ . Для их реализации необходимо, чтобы  $\Theta_2/T_2 \leq \ln 10$  или  $T_2 \leq 1000 \text{ К}$ . Учитывая (8), находим ограничение на величину  $T_0$ , при которой справедлива линеаризация  $T_0 \leq 400 \text{ К}$ . В этом случае

$$\frac{dc_1}{dt} = -\varepsilon_1 \left( \frac{E_{31}}{\tau_{31}} + \frac{1}{\tau_{12}} \right) + \varepsilon_2 \frac{E_{12}}{\tau_{12}} + \varepsilon_3 \frac{1}{\tau_{31}};$$

$$(10) \quad \frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{1}{\tau_I} \frac{k_V}{k_{V0}} \left[ \varepsilon_1 \frac{2}{\tau_{12}} - \varepsilon_2 \left( \frac{1}{\tau_{24}} + \frac{\varepsilon_{20}}{\tau_{20}} + \frac{1}{\tau_{20}} + 2 \frac{E_{12}}{\tau_{12}} + 2 \frac{E_{32}}{\tau_{32}} + \varepsilon_3 \frac{E_{24}}{\tau_{24}} \right); \right.$$

$$(11) \quad \frac{d\varepsilon_3}{dt} = \varepsilon_1 \frac{E_{31}}{\tau_{31}} + \varepsilon_2 \frac{E_{32}}{\tau_{32}} - \varepsilon_3 \left( \frac{1}{\tau_{31}} + \frac{1}{\tau_{32}} \right);$$

$$(12) \quad \frac{d\varepsilon_4}{dt} = \varepsilon_2 \frac{\gamma_1}{\tau_{24}} - \varepsilon_4 \frac{\gamma_1}{\tau_{24}} \frac{E_{24}}{\tau_{24}}, \quad \varepsilon_5 = \varepsilon_{50}(T).$$

Здесь  $k_{V0} = k_{V0}(i=0)$ ;  $\tau_{pq}^{-1} = \frac{n}{kT} W_{pq}(T_0)$  ( $p = 1, 2, 3$ ;  $q = 0, 1, 2$ );

$$\tau_{24}^{-1} = \frac{F_0}{kT} W_{24}(T_0) \gamma_2; \quad \tau_I^{-1} = \frac{k_{V0} I T_0 k}{F_0 k_V I \tilde{\nu}_1}; \quad E_{pq} = \exp \left( \frac{\Theta_q - \Theta_p}{T_0} \right).$$

Анализ данных по константам скоростей  $V - V'$ - и  $V - T$ -процессов в смеси  $H_2O - O_2 - N_2$  показал, что наиболее быстрые процессы —  $V - T$ -релаксация энергии деформационных колебаний в молекуле  $H_2O$  и  $V - V'$ -обмен по каналу  $H_2O(010) + O_2(V=0) \rightarrow H_2O(000) + O_2(V=1)$ . Поэтому при  $t < \min(\tau_{20}, \tau_{21})$  можно считать, что  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{10}(T_0)$  и  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{30}(T_0)$ . При  $\varepsilon_j, \varepsilon_{j0} \ll 1$  можно с хорошей точностью полагать  $\varepsilon_j = \exp(-\Theta_j/T_j)$  и  $\varepsilon_{j0} = \exp(-\Theta_j/T_0)$ . Тогда, считая, что  $A_{V'}B_{V'}C_{V'} = A_V B_V C_V$ , коэффициент поглощения для полосы  $0 \rightarrow \nu_2$  представим в виде

$$(13) \quad k_V = k_{V0} \frac{1 - \varepsilon_2 \exp[(E_{j'} - E_{j''})/(kT_0)]}{1 - \varepsilon_{20} \exp[(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_{j''})/(kT_0)]}.$$

При сделанных допущениях система (9)–(12) имеет аналитическое решение

$$(14) \quad \varepsilon_2 = k_1 \exp(\lambda_1 t) + k_2 \exp(\lambda_2 t);$$

$$(15) \quad \varepsilon_4 = \varepsilon_{40} + \frac{\gamma_1}{\gamma_2 \tau_{24}} \left\{ \left( \frac{C}{B} - \varepsilon_{20} \right) t + \frac{k_1}{\lambda_1} [\exp(\lambda_1 t) - 1] + \frac{k_2}{\lambda_2} [\exp(\lambda_2 t) - 1] \right\},$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{10}(T_0), \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_{30}(T_0),$$

$$k_1 = \frac{\tau_I^{-1} + \lambda_2 (C/B - \varepsilon_{20})}{\lambda_1 - \lambda_2}, \quad k_2 = \frac{\tau_I^{-1} + \lambda_1 (C/B - \varepsilon_{20})}{\lambda_2 - \lambda_1},$$

$$\lambda_{1,2} = -A/2 \pm \sqrt{A^2/4 - B}, \quad A = \tau_I^{-1} B_0/A_0 + \tau_{20}^{-1} + \tau_{24}^{-1} (1 + E_{24} \gamma_1/\gamma_2),$$

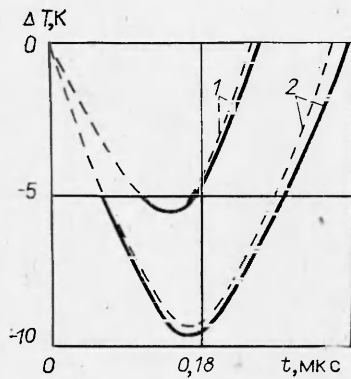
$$B = E_{24} \tau_{24}^{-1} (\tau_{20}^{-1} + \tau_I^{-1} B_0/A_0) \gamma_1/\gamma_2, \quad B_0 = \exp \left( \frac{E_{j'} - E_{j''}}{kT_0} \right),$$

$$C = E_{24} \tau_{24}^{-1} (\tau_I^{-1}/A_0 + \varepsilon_{20} \tau_{20}^{-1}) \gamma_1/\gamma_2, \quad A_0 = 1 - B_0 \varepsilon_{20}.$$

Интегрируя (5) с учетом (13)–(15), получаем выражение для изменения поступательной температуры в зоне поглощения

$$(16) \quad \Delta T = \frac{h\nu_I \gamma_1 N_A}{\mu C_p \tau_I} \left\{ \left( \frac{1}{A_0} - \frac{B_0}{A_0 B} \right) t - \frac{B_0}{A_0} \left[ \frac{k_1}{\lambda_1} (\exp(\lambda_1 t) - 1) + \frac{k_2}{\lambda_2} (\exp(\lambda_2 t) - 1) \right] - \frac{R}{\mu C_p} [\Theta_2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_{20}) \gamma_1 + \Theta_4 (\varepsilon_4 - \varepsilon_{40}) \gamma_2] \right\}.$$

Зная изменение температуры, нетрудно определить, как меняется показатель преломления  $n$  в режиме кинетического охлаждения. Пусть длительность импульса  $\tau_n$  воздействующего излучения и размеры пучка таковы, что выполняется условие  $\tau_n \ll a/c_0$  ( $a$  — характерный радиус пуч-



Р и с. 1

$\text{H}_2\text{O} - \text{O}_2 - \text{N}_2$ . Для чистых паров воды ( $\gamma_1 = 1$ ) формула (16) принимает вид

$$(19) \quad \Delta T = \frac{0,25A_0\Theta_I}{B_0 + A_0C_I} \left\{ C_I \frac{t}{\tau_I} + \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - \frac{B_0}{B_0 + A_0C_I} \right) \left[ \exp\left( -\frac{t}{\tau_I} \frac{B_0 + A_0C_I}{A_0} \right) - 1 \right] \right\},$$

$$\Theta_I = h\nu_I/k, \quad C_I = \tau_I/\tau_{20}.$$

Дифференцируя (17) по  $t$  и приравнивая производную нулю, получим, что максимальная глубина охлаждения, определяемая выражением

$$(20) \quad \Delta T_{\max} = \frac{0,25A_0\Theta_I}{B_0 + A_0C_I} \left\{ \frac{A_0C_I}{(B_0 + A_0C_I)} \ln \left[ \frac{\Theta_2}{\Theta_I} \left( 1 + \frac{B_0}{A_0C_I} \right) - \frac{B_0}{A_0C_I} \right] + \right.$$

$$\left. + \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - \frac{B_0}{B_0 + A_0C_I} \right) \left[ \frac{A_0C_I}{(B_0 + A_0C_I) \Theta_2/\Theta_I - B_0} - 1 \right] \right\},$$

достигается при  $t = t_0$ , где

$$(21) \quad t_0 = \frac{A_0\tau_I}{B_0 + A_0C_I} \ln \left[ \frac{\Theta_2}{\Theta_I} \left( 1 + \frac{B_0}{A_0C_I} \right) - \frac{B_0}{A_0C_I} \right].$$

Время существования эффекта кинетического охлаждения находим из решения трансцендентного уравнения  $\Delta T = 0$ .

С целью проверки справедливости полученных аналитических решений проведено сравнение результатов численного расчета динамики изменения поступательной температуры паров воды при воздействии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с  $\lambda = 9,4-10,6$  мкм по методике [6] с результатами вычислений зависимости  $\Delta T = f(t)$  по формуле (19) в широком диапазоне параметров газа ( $p_0, T_0$ ) и величин интенсивности излучения. При всех значениях  $p_0$  и  $I$  вплоть до  $T_0 \leq 600$  К получено хорошее соответствие. На рис. 1 подобное сравнение представлено для излучения с  $\lambda_I^{-1} = 1066,036$  см $^{-1}$  и  $I = 500$  МВт/см $^2$ , поглощаемого на переходе  $000(10_{38}) \rightarrow 010(9_{09})$  молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  при  $p_0 = 10^{-3}$  МПа и  $T_0 = 600$  и  $900$  К (кривые 1, 2), штриховые линии — вычисления по формуле (19), а сплошные — численные расчеты.

Проанализируем теперь на основе полученных решений зависимость  $\Delta T_{\max}$  и  $t_0$  от интенсивности воздействующего излучения и параметров газа. Рассмотрим сначала предельный случай «слабого поля». Здесь  $\tau_{20} \ll \tau_I$ . Величина  $\Delta T_{\max}$  при этом определяется формулой

$$(22) \quad \Delta T_{\max} = -0,25 \frac{k\nu_2 I T_0^2 k}{p_0^2 W_{20}} \left[ \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - 1 - \ln \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} \right) \right]$$

и достигается при

$$(23) \quad t_0 = \frac{kT_0}{p_0 W_{20}} \ln \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} \right).$$

Из (22) и (23) следует, что  $\Delta T_{\max}$  пропорциональна интенсивности воз-

ка,  $c_0 = \sqrt{\kappa RT/\mu}$ ,  $\kappa = (7 + \gamma_1)/(5 + \gamma_1)$  или  $a/c_0 < \tau_n \ll \tau_T$ . В этом случае изменение  $n$  определяется формулой

$$(17) \quad \delta n = -(n_0 - 1)\delta T/T_0.$$

Фокусное расстояние образующейся при этом тепловой линзы [9]

$$(18) \quad L_\Phi = \lambda_I/\delta n.$$

Рассмотрим сначала поглощение излучения  $\text{CO}_2$ -лазера чистыми парами воды. Основные закономерности, полученные в этом случае, справедливы и для смеси

действующего излучения, а  $t_0$  от интенсивности не зависит и уменьшается с увеличением частоты воздействующего излучения.

Зависимость  $\Delta T_{\max}$  от параметров среды ( $p_0$  и  $T_0$ ) определяется членом  $k\nu_0 T_0^2 / (p_0^2 W_{20}(T_0))$ . Проанализируем эту зависимость сначала для доплеровского контура спектральной линии поглощения:

$$H_{\Phi}(\nu) = \exp(-\alpha/T_0), \quad \alpha = \frac{(\Delta\nu)^2 \mu_i c^2}{2\nu_0^2 R},$$

где  $c$  — скорость света в вакууме;  $\nu_0$  — частота, соответствующая центру линии поглощающего перехода. Учитывая (6) и полагая, как и прежде,  $A_{V'} B_{V'} C_{V'} = A_{V''} B_{V''} C_{V''}$ , выражение для  $\Delta T_{\max}$  можно представить в виде

$$(24) \quad \Delta T_{\max} = -f(T_0) \frac{0,25 C_k k I}{p_0} \sqrt{A_{V'} B_{V'} C_{V'}} \left[ \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - 1 - \ln \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} \right) \right],$$

$$f(T_0) = \frac{\exp(-\alpha/T_0)}{T_0 W_{20}(T_0) [\exp(-E_{j'}/kT_0) - \exp(-\Theta_2/T_0 - E_{j''}/kT_0)]}.$$

Из (24) видно, что при доплеровском механизме уширения спектральной линии  $\Delta T_{\max}$  уменьшается пропорционально увеличению  $p_0$  и увеличивается с ростом  $T_0$  (при определении  $f(T_0)$  зависимость  $W_{20}(T_0)$  взята такой же, как и в [6]).

В случае ударного уширения спектральной линии

$$H_{\Phi}(\nu) = \frac{\alpha_1 \sqrt{T_0} p_0 b_c(T_0)}{b_c^2(T_0) p_0^2 + 4(\Delta\nu)^2}, \quad \alpha_1 = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2R}{\pi \mu_1}},$$

где  $b_c(T_0)$  — коэффициент ударного уширения (в соответствии с [10] будем полагать  $b_c(T_0) \sim T_0^{-0,62}$ ),

$$(25) \quad \Delta T_{\max} = -f_1(T_0, p_0) 0,25 C_k k \alpha_1 \sqrt{A_{V'} B_{V'} C_{V'}} \left[ \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - 1 - \ln \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} \right) \right],$$

$$f_1(T_0, p_0) = \frac{b_c(T_0)}{\sqrt{T_0} W_{20}(T_0) [b_c^2 p_0^2 + 4(\Delta\nu)^2] \left[ \exp\left(-\frac{E_{j'}}{kT_0}\right) - \exp\left(-\frac{k\Theta_2 + E_{j''}}{kT_0}\right) \right]}.$$

Анализ  $f_1(T_0, p_0)$  показывает, что при резонансном поглощении излучения, когда  $b_c p_0 \gg 2|\Delta\nu|$  и справедливо представление (6),  $\Delta T_{\max} \sim \sim p_0^{-2}$ , т. е. с ростом давления уменьшается быстрее, чем при доплеровском контуре спектральной линии ( $\Delta T_{\max} \sim p_0^{-1}$ ). В то же время при поглощении в крыльях линий ( $b_c p_0 \ll 2|\Delta\nu|$ )  $\Delta T_{\max}$  не зависит от давления (следует, однако, отметить, что описание контура ударно-уширенной линии фойгтовским контуром не всегда правомочно и в каждом конкретном случае требует специального анализа). Зависимость  $\Delta T_{\max}$  от температуры при этом аналогична зависимости  $\Delta T_{\max} = f(T_0)$  при доплеровском механизме уширения. Время достижения  $\Delta T_{\max}$  для обоих рассмотренных случаев определяется временем  $V - T$ -релаксации энергии деформационных колебаний молекулы  $H_2O$   $\tau_{20}$ .

Рассмотрим теперь случай «сильного поля», когда  $\tau_I \ll \tau_{20}$ . Величина максимального охлаждения здесь определяется формулой

$$(26) \quad \Delta T_{\max} = 0,25 \Theta_I \frac{A_0}{B_0} \left\{ \frac{A_0}{B_0} C_I \ln \left[ \frac{B_0}{A_0 C_I} \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - 1 \right) \right] - \left( \frac{\Theta_2}{\Theta_I} - 1 \right) \right\}.$$

В пределе при  $C_I \rightarrow 0$  (поглощающий переход насыщается) (26) принимает вид

$$(27) \quad \Delta T_{\max} = -0,25 (\Theta_2 - \Theta_I) \left[ \exp\left(\frac{\Theta_2 - \Delta E_j}{kT_0}\right) - 1 \right] \epsilon_{20}.$$

Для  $\Theta_I = 1400$  К ( $\lambda_I = 10^{-3}$  см) и  $T_0 = 300$  К из (27) имеем  $\Delta T_{\max} = -16$  К. Из (27) видно, что для «сильного поля»  $\Delta T_{\max}$  увеличивается с ростом  $T_0$  и не зависит от давления. Поскольку  $k\Theta_I \simeq k\Theta_2 - \Delta E_j$ , из (26) следует, что  $\Delta T_{\max} \sim (\Theta_2 - \Theta_1) \left[ \exp\left(\frac{\Theta_I}{T_0}\right) - 1 \right]$ , т. е. с ростом частоты излучения ( $\nu_I$ ) глубина охлаждения увеличивается. Время достижения  $\Delta T_{\max}$  при этом определяется выражением

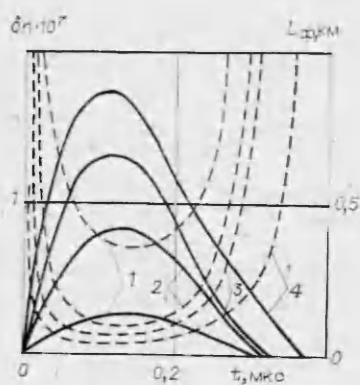
$$(28) \quad t_0 = \frac{\Theta_I p_0}{I k_{\nu_0} T_0} \ln \left\{ \left[ \exp\left(\frac{\Delta E_j}{k T_0}\right) - \varepsilon_{20} \right] \frac{(\Theta_2 - \Theta_1) k T_0^2 k_{\nu_0} I}{\Theta_I^2 p_0^2 W_{20}(T_0)} \right\} \left[ \exp\left(\frac{\Delta E_j}{k T_0}\right) - \varepsilon_{20} \right].$$

Из (28) видно, что с увеличением интенсивности излучения время достижения максимальной глубины охлаждения уменьшается. Аналогично случаю «слабого поля» можно показать, что при доплеровском контуре спектральной линии  $t_0$  уменьшается с ростом  $p_0$  пропорционально  $\ln(\alpha/p_0)$ , где  $\alpha$  — функция от  $T_0$ . При столкновительном механизме уширения спектральной линии, когда  $b_c p_0 \gg 2|\Delta\nu|$ ,  $t_0$  уменьшается с увеличением  $p_0$ , а при поглощении в крыльях линии ( $b_c p_0 \ll 2|\Delta\nu|$ )  $t_0 \sim p_0^{-1}$ . Анализ выражения (28) показывает, что в диапазоне температур, где  $dk_{\nu_0}/dT_0 > 0$ ,  $t_0$  с ростом температуры уменьшается.

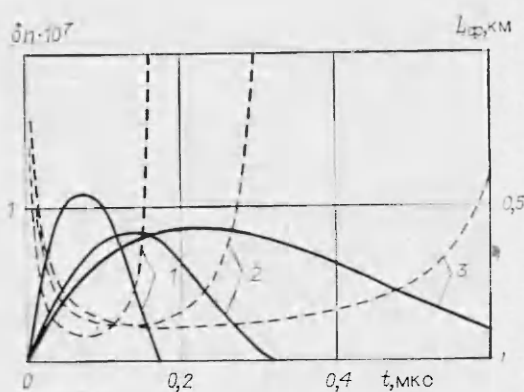
Рассмотрим теперь влияние интенсивности излучения и содержания паров воды в смеси  $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2 - \text{O}_2$ , близкой по составу к влажной атмосфере ( $\gamma_2 = 0,2$ ), на изменение показателя преломления и фокусного расстояния образующейся в канале луча фокусирующей тепловой линзы при  $\tau_I \simeq \tau_{20}$ . При проведении расчетов значение  $W_{20}^{\text{H}_2\text{O}}$  в соответствии с данными [11, 12] при  $T_0 = 300$  К принималось равным  $2 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с. Значения всех остальных констант скоростей  $V - T$ - и  $V - V'$ -обмена взяты такими же, как и в [6]. Все молекулярные константы, необходимые для определения коэффициента усиления, определялись для излучения с  $\nu_I = 1066,037$  см<sup>-1</sup>, соответствующего линии генерации R2 [00<sup>0</sup>1  $\rightarrow$   $\rightarrow$  10<sup>0</sup>0]  $\text{CO}_2$ -лазера, которое поглощается на переходе 000(10<sub>38</sub>)  $\rightarrow$  010(9<sub>09</sub>) молекулы  $\text{H}_2\text{O}$ . Очевидно, что полученные результаты качественно справедливы и для других частот излучения, поглощаемого парами воды на переходах с  $E_j'' < E_j'$ . Влияние интенсивности воздействующего излучения на динамику изменения  $n$  и величины  $L_\Phi$  показано на рис. 2, где даны зависимости  $\delta n(t)$  и  $L_\Phi(t)$  (сплошные и штриховые линии) для смеси  $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2 - \text{O}_2$  ( $\gamma_1 = 0,05$ ,  $\gamma_3 = 0,75$ ,  $\gamma_2 = 0,2$ ) с  $p_0 = 0,01$  МПа и  $T_0 = 300$  К при  $I = 100$ ; 400; 700; 10<sup>3</sup> МВт/см<sup>2</sup> (кривые 1–4). Видно, что с ростом интенсивности воздействующего излучения при отсутствии насыщения оптическая сила образующейся тепловой линзы увеличивается. Значение  $L_\Phi$  достигает минимума при  $t = t_0$ , а затем ( $t > t_0$ ) увеличивается и достигает бесконечности в момент времени  $\Delta T = 0$ .

Изменение интенсивности приводит к изменению не только  $L_\Phi$ , но и промежутка времени, в течение которого  $L_\Phi$  меньше некоторого заданного значения, например, расстояния Рэлея  $L_p$  ( $L_p = 2a^2/\lambda_I$ ), на котором начинают проявляться дифракционные эффекты. Увеличение содержания паров воды в смеси  $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2 - \text{O}_2$  приводит к уменьшению времени  $\tau_{20}$  и, как следствие, к сокращению времени существования состояния среды с  $\Delta T < 0$ . Естественно, что при этом уменьшается промежуток времени, в течение которого  $L_\Phi > 0$  (собирающая линза), однако минимальное значение  $L_\Phi$  (в диапазоне  $\gamma_1 = 0,01 - 0,1$ ) меняется незначительно. Это отражено на рис. 3, где показано изменение  $\delta n$  и  $L_\Phi$  (сплошные и штриховые линии) во времени для среды  $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2 - \text{O}_2$  ( $\gamma_2 = 0,2$ ) с  $p_0 = 0,01$  МПа и  $T_0 = 300$  К при различном содержании паров воды в смеси  $\gamma_1 = 0,1$ ; 0,05; 0,01 (кривые 1–3). Интенсивность воздействующего излучения полагалась равной 400 МВт/см<sup>2</sup>.

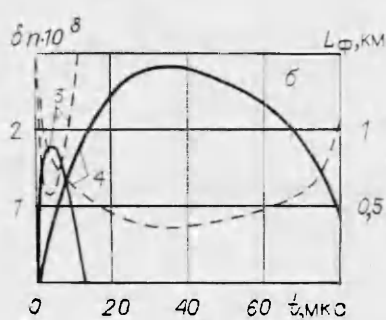
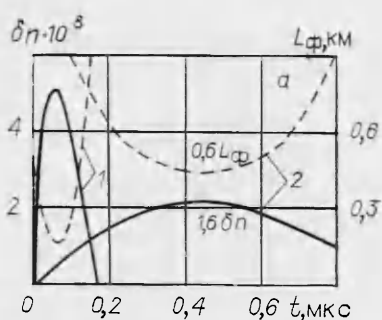
При распространении излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в атмосфере  $\delta n$  и  $L_\Phi$  будут изменяться также в зависимости от высоты трассы над поверхно-



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

стью Земли. С целью определения этого влияния проведены расчеты изменения  $\delta n$  и  $L_\phi$  во времени для излучения с  $\nu_l = 1066,037 \text{ см}^{-1}$  и  $I = 400 \text{ МВт/см}^2$  на высотах  $H = 0; 15; 30; 45 \text{ км}$ . Содержание паров воды в атмосфере принималось равным 1%. Необходимые данные по параметрам атмосферы ( $p_0, T_0$ ) для указанных высот взяты из [13]. Результаты расчетов представлены на рис. 4, а и б, где 1–4 — зависимости  $\delta n(t)$  и  $L_\phi(t)$  (сплошные и штриховые линии) для  $H = 0; 15; 30; 45 \text{ км}$ . Видно, что с увеличением  $H$  оптическая сила образующейся тепловой линзы уменьшается, а длительность существования линзы с  $L_\phi > 0$  увеличивается.

При  $L_\phi \leq L_p$  эффект самофокусировки, обусловленный поглощением парами воды излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, может компенсировать дифракционную расходимость. Для излучения с  $\lambda_l = 10^{-3} \text{ см}$  это условие выполняется для пучков с  $a \geq \sqrt{L_\phi \lambda} / 2$ . Так, для  $H = 0$  при рассмотренных значениях  $\nu_l$  и  $I$  подавления дифракционной расходимости можно добиться для пучков с  $a \geq 4 \text{ см}$  при  $\tau_n = 1,5 \text{ мкс}$ , а, увеличивая интенсивность излучения, — для более узких пучков и при больших значениях  $\tau_n$ .

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность уменьшения потерь энергии при передаче излучения  $\text{CO}_2$ -лазера через влажную атмосферу импульсами определенной длительности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gerbhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of gas absorption of  $\text{CO}_2$ -laser radiation. — Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, N 3.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера через атмосферу. — ЖТФ, 1974, т. 44, № 5.
3. Гордиенко В. М., Горшков В. А. и др. Кинетическое охлаждение смеси газов  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$  излучением  $\text{CO}_2$ -лазера. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 3.
4. Гордиец Б. Ф., Панченко В. Я. Охлаждение молекулярных газов, стимулированное лазерным излучением. — Письма в ЖТФ, 1973, т. 4, № 23.

5. Осипов А. И., Панченко В. Я. Тепловые эффекты при взаимодействии лазерного излучения с молекулярными газами.— М.: Изд-во МГУ, 1983.
6. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О тепловых эффектах при поглощении излучения CO<sub>2</sub>-лазера парами воды.— Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 3.
7. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
8. Ипполитов И. И. Поглощение излучения лазера на смеси CO<sub>2</sub> — N<sub>2</sub> в атмосфере.— Оптика и спектроскопия, 1969, т. 27, вып. 3.
9. Propagation laser beam in atmosphere/Ed. by J. W. Strohmann. Berlin: Springer, 1978.
10. Eng R. S., Mantz A. W. Tunable diode laser measurement of water vapor continuum and water vapor absorption line shape with 10 mkm atmospheric transmission window region.— In: Atmospheric water vapor/Ed. by A. Deepak. N. Y.: Pergamon Press, 1980.
11. Bass H. E., Keeton R. G., Williams D. Vibrational and rotational relaxation in mixtures of water vapor and oxygen.— J. Acoust. Soc. Amer., 1976, v. 60, N 1.
12. Whitson M. E., McNeal R. J. Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited N<sub>2</sub> by NO and H<sub>2</sub>O.— J. Chem. Phys., 1977, v. 66, p. 2696.
13. Чемберлен Дж. Теория планетных атмосфер.— М.: Мир, 1981.

Поступила 4/XI 1985 г.

УДК 537.523.74

## ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НОРМАЛЬНОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Г. Г. Гладуш, А. А. Самохин  
(Москва)

Высокочастотный (ВЧ) тлеющий разряд в сильноточной форме отличается от разряда постоянного тока значительным уменьшением роли прианодной области в генерации плазмы [1] и тем самым большей устойчивостью [2]. В разряде постоянного тока прианодная вольт-амперная характеристика (ВАХ) является падающей [3], что обуславливает электродинамическую неустойчивость плазменного столба и приводит к его контрагированию за времена, много меньшие тепловых [4]. Характерно, что проводимость в объеме разряда постоянного тока при средних давлениях обусловлена дрейфом ионов из прианодной области. В высокочастотном разряде распределение плазмы симметрично относительно середины межэлектродного зазора и приэлектродные зоны пространственного заряда отделены от объема узкими зонами с высокой проводимостью. В этих условиях наряду с объемными процессами ионизации заметный вклад в поддержание проводимости может давать амбиполярная диффузия и дрейф плазмы из-за нарушения квазинейтральности [5, 6]. В целях изучения устойчивости плазменного столба высокочастотного разряда представляет интерес найти вольт-амперную характеристику этой части разряда в условиях сильной продольной неоднородности и малых значений  $E/p$ . В связи с наблюдаемой на эксперименте слаботочной формой разряда [1, 2], характеризующейся собственным значением нормальной плотности тока и не имеющей корректного теоретического описания, повышается интерес к свойствам высокочастотного разряда, обусловленным приэлектродными явлениями. В частности, существует необходимость теоретического подтверждения близких свойств разряда постоянного тока и сильноточной формы ВЧ-разряда в режиме нормальной плотности тока. В данной работе излагаются результаты численного расчета ВЧ-разряда в азоте с учетом эффектов пространственного заряда в рамках двумерной модели и вычисляется ВАХ плазменного столба с диффузионно-дрейфовым механизмом поддержания проводимости.

**Постановка задачи.** Численно исследовался разряд, горящий в азоте при давлении  $p = 666,6$  Па между двумя плоскими электродами, включенными в цепь с сопротивлением  $R = 250$  кОм и источником переменного напряжения

$$\mathcal{E} = \bar{\mathcal{E}}_m \sin \omega t, \quad \mathcal{E}_m = 700 \text{ В}, \quad \omega = 2\pi \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Расстояние между электродами принималось равным  $L = 1$  см, поперечные размеры камеры  $L$  и  $2L$ , причем вдоль меньшего размера (ось  $z$ ) разряд считался однородным. Учитывались прямая ионизация, рекомбинация, дрейф электронов и ионов в самосогласованном электрическом поле и  $\gamma$ -процессы на катоде. Относительно концентрации электронов  $n_e$  и ио-