

02; 03

© 1991 г.

## К ВОПРОСУ ОБ ОПИСАНИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ СРЕДЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В. В. Журавлев, А. А. Сорокин, А. М. Старик*

Проанализированы особенности описания изменения параметров газа при воздействии резонансного излучения в зависимости от длительности импульса, являющейся в данном случае временным масштабом задачи. Рассмотрена иерархия характерных времен процессов переноса в колебательно-неравновесном газе и показана возможность формирования нестационарной фокусирующей тепловой линзы при усилении излучения в инверсной среде.

Изменение состояния среды при воздействии электромагнитного излучения определяет характер распространения лазерного пучка в поглощающей или усиливающей среде или процесс вынужденного рассеяния света [1-4]. При анализе этих процессов используются различные приближения для описания гидродинамического движения среды [1-10]. Однако отсутствие единого подхода при выборе гидродинамической модели часто приводит к использованию приближения, не всегда адекватно описывающего явление. Особенно это характерно при воздействии импульсного излучения, когда в зависимости от временного масштаба задачи необходимо учитывать различные процессы переноса и изменение коэффициента поглощения во времени. основополагающим принципом при выборе кинетической модели в физике неравновесных процессов является сравнение характерных времен переноса энергии и характерного времени задачи (иерархия времен). Такой подход позволяет выделить доминирующие на данном интервале времени процессы и при описании гидродинамического движения среды.

При распространении излучения в поглощающей или усиливающей среде энергия возбужденных молекул в результате релаксационных процессов переходит из внутренних (электронных, колебательных или вращательных) степеней свободы в поступательные. При этом происходит изменение всех макроскопических параметров среды. К изменению параметров приводит также и ponderomotorная сила, действующая на диполь в неоднородном электрическом поле, часто называемая нелинейной [11] или стрикционной [12]. Кроме того, включение поля вызывает и изменение температуры диэлектрического тела, так называемый электрокалорический эффект [12].

Воспользуемся для описания движения среды при воздействии импульса излучения системой гидродинамических уравнений Навье—Стокса, которые получаются в приближении первого порядка теории возмущений из кинетического уравнения Больцмана [13, 14]. Для упрощения анализа будем рассматривать случай, когда поглощение излучения происходит только на колебательно-вращательных переходах молекул смеси. При этом все молекулы находятся в основном электронном состоянии и их ионизация не происходит, а химические реакции отсутствуют. Пусть также время индуцированных переходов  $\tau_I$  удовлетворяет условию  $\tau_I \gg \tau_{RT}, \tau_{VV}$ , где  $\tau_{RT}$  и  $\tau_{VV}$  — характерные времена вращательно-поступательного и внутримодового колебательно-колебательного обмена.

В этом случае при  $t \gg \tau_{RT}, \tau_{VV}$  для описания кинетики колебательного энергообмена можно пользоваться моделью локальных колебательных температур и полагать, что между вращательными и поступательными степенями свободы существует термодинамическое равновесие.

Система уравнений, описывающих движение такого газа, в соответствии с [13-15] может быть представлена в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \gamma_i}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \gamma_i) = -\nabla(\rho \mathbf{V}_i \gamma_i), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \left( \xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla(\nabla \mathbf{v}) + \mathbf{d} + \frac{\mathbf{F}_{NL}}{\rho}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( E + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \right] + \nabla \left[ \rho \mathbf{v} \left( E + \frac{p}{\rho} + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) - \mathbf{v} \mathcal{J}' + \mathbf{q}_{RT} \right] = q_I + \frac{dQ_e}{dt}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho e_i^\dagger}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} e_i^\dagger) + \nabla \mathbf{q}_i^V = F_i^I + F_i^{V-V'} + F_i^{V-T},$$

$$p = \rho RT / \mu, \quad E = \sum_{i=1}^M \left[ \left( \frac{3}{2} + C_{h,i}^k \right) \frac{R}{\mu} T \gamma_i + e_i^\dagger \right],$$

$$e_i^\dagger = \frac{h \nu_i R}{k \mu} \gamma_i \varepsilon_i, \quad \varepsilon_i = r_i y_i (1 - y_i)^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$  — плотность, давление и температура газа;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\mathbf{v}$  — скорость движения среды;  $\mu = \sum_i \mu_i \gamma_i$ ,  $\mu_i$  и  $\gamma_i$  — относительная молекулярная масса  $i$ -го компонента и его молярная доля в смеси;  $y_i = \exp(-h \nu_i / k T_i)$ ,  $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_i$  — колебательная температура  $i$ -й моды,  $\nu_i$  — ее частота;  $\mathbf{g}$  — ускорение силы тяжести;  $r_i$  — кратность вырождения;  $\eta$  и  $\xi$  — коэффициенты вязкости;  $\mathbf{v} \mathcal{J}'$  — вектор с компонентами  $v_j \sigma_{jk}$ ,  $\sigma_{jk}$  — тензор вязких напряжений;  $\mathbf{F}_{NL}$  — стрикционная сила;  $q_I = k_v I(r, t)$ , где  $k_v$  — коэффициент поглощения,  $I$  — интенсивность воздействующего излучения;  $dQ_e/dt$  — приток тепла к единице объема вследствие электрокалорического эффекта;  $C_{h,i}^k = 1$  для линейных и  $C_{h,i}^k = 1.5$  для нелинейных молекул;  $\mathbf{q}_{RT}$  и  $\mathbf{q}_i^V$  — потоки поступательно-вращательной энергии и колебательной энергии  $i$ -го осциллятора;  $F_i^I$ ,  $F_i^{V-V'}$ ,  $F_i^{V-T}$  — члены, описывающие изменение колебательной энергии  $i$ -го осциллятора при индуцированных переходах и в процессах междумодового  $V-V'$ - и  $V-T$ -обмена. Выражения для векторов  $\mathbf{q}_{RT}$ ,  $\mathbf{q}_i^V$ ,  $\mathbf{V}_i$  и  $\mathbf{d}_i$  имеют вид [14]

$$\mathbf{q}_{RT} = \sum_{i=1}^M \left( \frac{3}{2} + C_{h,i}^k \right) k T N_i \mathbf{V}_i - \lambda \nabla T - \sum_{i=1}^M \lambda_i^{TV} \nabla T_i - \sum_{i=1}^M N k T \frac{D_i^T \mathbf{d}_i}{N_i m_i}, \quad (6)$$

$$\mathbf{q}_i^V = h \nu_i \varepsilon_i N_i \mathbf{V}_i + \lambda_i^{V^T} \nabla T - \lambda_i^{V^V} \nabla T_i + N k T \sum_{j=1}^M D_{ij}^V \mathbf{d}_j, \quad (7)$$

$$\mathbf{V}_i = -\frac{1}{i N_i m_i} [D_i^T \nabla \ln T + D_i^V \nabla \ln T_i] + \sum_{j=1}^M \frac{N^2}{\rho N_i} m_i D_{ij} \mathbf{d}_j, \quad (8)$$

$$\mathbf{d}_i = \nabla(\gamma_i) + \left( \gamma_i - \frac{N_i m_i}{\rho} \right) \nabla \ln p + \frac{N_i m_i}{\rho p} \sum_{j=1}^M N_j \mathbf{X}_j - \frac{N_i \mathbf{X}_i}{p}. \quad (9)$$

Здесь  $N$  — плотность молекул;  $N_i = N \gamma_i$ ;  $m_i$  — масса молекулы;  $\mathbf{X}_i$  — вектор внешних сил, действующих на молекулы  $i$ -го компонента (в рассматриваемых задачах  $\mathbf{X}_i = \{F_{NL}, m_i \mathbf{g}\}$ );  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $\lambda_i^{TV}$  — коэффициент колебательно-поступательной проводимости для потока колебательной

энергии  $i$ -го осциллятора;  $\lambda_i^{VT}$  и  $\lambda_i^V$  — коэффициенты колебательно-поступательной и колебательной проводимости  $i$ -го компонента;  $D_i^T$  и  $D_{ij}$  — коэффициенты термо- и многокомпонентной диффузии для  $i$ -го компонента;  $D_{ij}^V$  — коэффициент колебательной диффузии между  $i$ -м и  $j$ -м осцилляторами. Отметим, что при моделировании колебаний молекул гармоническими осцилляторами  $\lambda_i^{VT} = \lambda_i^V = 0$  [16]. В дальнейшем будем рассматривать случаи, когда  $q_T \gg dQ_s/dt$ , а величина поглощенной единицей массы газа за время длительности импульса  $\tau_{II}$  энергии существенно меньше удельной энтальпии

$$\int_0^{\tau_{II}} \frac{k_s I_s^2}{\rho} dt \ll E + \frac{p}{\rho}.$$

Это условие выполняется в большинстве экспериментов с газовыми средами и при распространении излучения в атмосфере [4]. При этом возмущения газодинамических параметров являются малыми величинами по отношению к их невозмущенным значениям при  $t=0$ . Введем безразмерные координаты  $r' = r/R_a$ ,  $t' = t/\tau_{II}$ , где  $R_a$  — характерный размер области воздействия излучения (например, радиус пучка), и линеаризуем уравнения (1)–(5), представляя  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ , в виде

$$\xi = \xi_0(1 + \xi'), \quad \xi = p, \rho, T, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + c_0 \mathbf{v}',$$

$$c_0 = \sqrt{\kappa \frac{R}{\mu} T_0}, \quad \kappa = 1 + \left( \frac{3}{2} + \sum_{i=1}^M \gamma_i C_{R,i}^i \right)^{-1}. \quad (10)$$

Здесь индекс нуль отвечает невозмущенным значениям параметров при  $t=0$ , а штрих — безразмерным возмущениям. Заметим, что скорость звука  $c_0$  определяет распространение слабых возмущений в газе с невозбужденным или «замороженным» колебательным движением молекул. В то же время поглощение излучения приводит к возбуждению молекулярных колебаний. При этом энергия колебаний может переходить в энергию акустических волн и приводить к усилению или поглощению звука [17, 18], а следовательно, и к изменению динамики распространения акустических возмущений. Однако в большинстве рассматриваемых задач, связанных с распространением излучения в поглощающих или усиливающих средах, влиянием неравновесного возбуждения молекулярных колебаний на скорость распространения звуковых волн можно пренебречь [19]. В новых переменных  $r'$  и  $t'$  (штрихи далее будем опускать) система (1)–(5) для безразмерных параметров принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \nabla \mathbf{v} + \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \text{IV} \rho = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \tilde{\gamma}_i}{\partial t} + \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \mathbf{v} \nabla \tilde{\gamma}_i + \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \text{IV} \tilde{\gamma}_i + \frac{\tau_{II}}{\tau_\phi} \nabla (\tilde{\gamma}_i \bar{\mathbf{v}}_i) = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\kappa} \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \nabla p + \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \text{IV} \mathbf{v} = \frac{\tau_{II} \tau_{II}}{\tau_s^2} \mathbf{n} + \frac{\tau_{II}}{\tau_k} \Delta \mathbf{v} + \frac{\tau_{II}}{\tau_k} \left( \frac{\xi}{\eta} + \frac{1}{3} \right) \nabla (\nabla \mathbf{v}) + \frac{1}{\kappa} \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \tilde{\mathbf{F}}_{NL}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{RT}}{\partial t} + \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \text{IV} E_{RT} + \kappa(\kappa - 1) \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \mathbf{l} + \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \nabla \mathbf{v} \right) = \\ = -(\kappa - 1) \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \text{IV} p - (\kappa - 1) \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \nabla \mathbf{v} - \frac{\partial E_V}{\partial t} - \\ - \left[ \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \mathbf{l} (1 + \rho) + \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \mathbf{v} \right] \nabla E_V - \frac{\tau_{II}}{\tau_T} \nabla \tilde{\mathbf{q}}_{RT} + \gamma_k (\kappa - 1) \times \\ \times \frac{\theta_T \tau_{II}}{T_0 \tau_T} \tilde{k}_i \tilde{I} + \kappa(\kappa - 1) \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \frac{\tau_s}{\tau_k} \frac{1}{\eta} \nabla \mathbf{v}_0 \sigma', \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial E_V^i}{\partial t} + \frac{\tau_{II}}{\tau_0} \mathbf{l} (1 + \rho) \nabla E_V^i + \frac{\tau_{II}}{\tau_s} \mathbf{v} \nabla E_V^i = \tilde{F}_i^{VT} + \tilde{F}_i^{V'V'} + \tilde{F}_i^I - \frac{\tau_{II}}{\tau_\xi} \nabla \tilde{\mathbf{q}}_i^V,$$

$$p = \rho + T, \quad E_{RT} = e_{RT}/e_{kT}^0, \quad E_i^{\dot{v}} = e_i^{\dot{v}}/e_i^{\dot{v}0}, \quad E_V = \sum_{i=1}^M E_V^i,$$

$$k_v = \tilde{k}_v/\tilde{k}_v^0, \quad \tilde{I} = I/I_0, \quad \tilde{q}_{RT} = q_{RT} \frac{R_a}{\lambda T_0}, \quad \tilde{q}_i^v = q_i^v \frac{R_a}{\lambda_i^v T_0},$$

$$\theta_I = \frac{h\nu_I}{k}, \quad e_{RT} = \frac{R}{\mu} \left( \frac{3}{2} + \sum_{i=1}^N C_{k,i}^i \right) (T_0 + T), \quad \mu = \sum_{i=1}^M \gamma_i \mu_i,$$

$$\tilde{F}_{NL} = \frac{F_{NL}}{P_0} R_a, \quad \tilde{V}_i = V_i \frac{R_a}{D \gamma_{i0}}, \quad \tilde{\gamma}_i = \gamma_i/\gamma_{i0}, \quad \tilde{F}_i^A = \frac{1}{\tau_{ii}} F_i^A. \quad (15)$$

Здесь  $l, n$  — векторы направления соответственно невозмущенной скорости  $v_0$  и ускорения свободного падения, индексом нуль отмечены невозмущенные значения параметров при  $t=0$ ,  $\gamma_k$  — молярная доля поглощающего компонента в смеси,  $\nu_I$  — частота воздействующего излучения,  $A=VT, VV', I$ . В уравнениях (11)–(15)  $\tau_I = (\rho_0 R h \nu_I \gamma_k) (k^0 I_0 \mu k)$  — время индуцированных переходов;  $\tau_s = R_a/c_0$  — время распространения акустических волн в области воздействия излучения;  $\tau_0 = R_a/|v_0|$  — время макроскопического движения в зоне пучка;  $\tau_g = \sqrt{R_a/g}$  — время установления скорости движения в поле силы тяжести;  $\tau_k = (\rho_0 R_a^2)/\eta$  — время установления конвективного движения вследствие действия сил трения (вязкости);  $\tau_T = R_a^2 \rho_0 C_{RT}/\lambda$  — время поступательной теплопроводности;  $\tau_i^v = R_a^2 \rho_0 e_i^{\dot{v}0}/\lambda_i^v T_0$  — время колебательной теплопроводности для  $i$ -го осциллятора;  $\tau_\phi = R_a^2/D$  — характерное время диффузии молекул компонентов смеси,  $D = \max(D_{ij})$ . Заметим, что характерные времена теплопроводности и диффузии, определенные по другим коэффициентам переноса  $\lambda_i^{TV}, \lambda_i^{VT}, D_i^v, D_i^T$ , такие же или несколько больше по величине [13, 14, 16].

Таким образом, в рамках принятых предположений характер описания состояния среды при воздействии резонансного излучения будет определяться иерархией времен  $\tau_n, \tau_I, \tau_V^T, \tau_s, \tau_0, \tau_g, \tau_k, \tau_T, \tau_V, \tau_\phi$ , где  $\tau_V^T = \min(\tau_{VT}, \tau_{VV'})$ , а  $\tau_{VT}$  и  $\tau_{VV'}$  — время  $VT$ - и  $VV'$ -процессов.

Проведем оценку этих времен на примере распространения излучения, генерируемого HF, CO и CO<sub>2</sub> лазерами (длины волн  $\lambda_I = 2.8-3, 4.8-5.3, 9.4-10.8$  мкм соответственно), во влажной атмосфере по горизонтальным трассам на высотах  $H = 0-30$  км. Основным компонентом атмосферы Земли, поглощающим излучение этого частотного диапазона, являются пары воды. При указанных условиях  $\gamma_k = 0.01$ ,  $\rho_0 = 10^{-3}-10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>,  $T_0 = 300-250$  К,  $g = 980$  см/с<sup>2</sup>,  $c_0 = 3 \cdot 10^4$  см/с,  $\lambda = 3.4 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>2</sup>·с·К,  $C_{RT} = 4.3 \cdot 10^6$  эрг/г·К,  $\eta = 1.8 \cdot 10^{-4}$  г/см·с. Для лазерных пучков с радиусом  $R_a = 0.1-50$  см имеем  $\tau_s = 3-150$  мкс,  $\tau_k = 5 \cdot 10^2-10^6$  мкс,  $\tau_g = 10^4-2 \cdot 10^5$  мкс,  $\tau_T = 10^2-2.5 \cdot 10^3$  мкс,  $\tau_0 = \tau_s/c_0/|v_0|$  (мы будем рассматривать случаи, когда  $|v_0| \ll c_0, \tau_0 \gg \tau_s$ ). Характерное время колебательной теплопроводности  $\tau_V^T \gg \tau_T$  [14, 16], а  $\tau_\phi = \tau_T/x$  [9]. При  $I \ll 10^3$  МВт/см<sup>2</sup>,  $\tau_T \gg 0.1$  мкс  $\tau_V^T = 0.1-10$  мкс. Поскольку  $\tau_{RT} (\tau_{VV'}) \ll 0.1 \tau_{VT}$ , то иерархия характерных времен гидродинамических и кинетических процессов энергообмена между внутренними степенями свободы молекул имеет вид  $\tau_{RT} \sim \tau_{VV'} \ll \tau_I \sim \tau_V^T \ll \tau_s \ll \tau_T, \tau_V, \tau_\phi < \tau_k \sim \tau_0 \sim \tau_g$ . Эти соотношения справедливы и при взаимодействии излучения с инверсными средами в усилителях. Подобная иерархия времен в зависимости от  $\tau_n$  позволяет рассматривать более простые приближения общей системы (11)–(15).

Пусть  $\tau_{VV'} \ll \tau_n \ll \tau_s$ . В этом случае поглощение излучения приводит наряду с изменением внутреннего состояния молекул только к изменению температуры среды. При  $\tau_{VV'} \ll \tau_n \ll \tau_T$  (назовем такие импульсы короткими) изменяются также давление и плотность среды вследствие распространения акустических возмущений поперек пучка при неоднородном энергоделиении в поступательные степени свободы молекул. Если при этом  $\tau_n > \tau_s$ , то  $\partial p/\partial t = 0$  и  $\partial \rho/\partial t = -\partial T/\partial t$ . Этот случай соответствует изобарическому приближению, которое часто используется при анализе распространения коротких импульсов в газовых средах [4]. Если  $\tau_T \ll \tau_n < \tau_k$  (назовем такие импульсы длинными), то

существенную роль в установлении изобарического распределения макроскопических параметров среды играют процессы диффузии и теплопроводности как энергии поступательных, так и колебательных степеней свободы молекул (члены  $\nabla \bar{q}_{RT}$  и  $\nabla \bar{q}_i^v$  в соответствующих уравнениях). В результате диффузионных потоков изменяется и распределение концентраций компонентов как во времени, так и в пространстве. Во всех рассмотренных случаях членами, характеризующими конвективный перенос колебательной энергии  $v \nabla E_i^v$  и  $v \nabla E_v$ , можно пренебрегать, поскольку обычно члены  $\nabla E_i^v$  и  $\nabla E_v$  имеют первый порядок малости.

При квазинепрерывном режиме, когда  $\tau_T \ll \tau_n \sim \tau_k$ , наряду с указанными выше процессами переноса значительное влияние на изменение параметров оказывает конвекция. Здесь необходим учет вязкости и в отличие от предыдущих случаев членов  $v \nabla E_v$  и  $v \nabla E_i^v$  (анализ показывает, что этими членами можно пренебрегать при  $\tau_n \ll \sqrt{\tau_s \tau_k}$ ).

Наибольший интерес при анализе распространения излучения как в поглощающих, так и в усиливающих газовых средах проявляется к режиму «коротких» импульсов. Обусловлено это тем, что плотности мощности излучения, при которых наблюдаются заметные изменения параметров среды и показателя преломления, оказывающие влияние на характер распространения лазерного пучка, характерны для импульсных лазеров с  $\tau_n = 0.1 - 10$  мкс. Далее, именно для таких импульсов проявляется влияние кинетического охлаждения, которое может приводить к формированию в канале луча фокусирующей линзы [20-23]. Поэтому рассмотрим основные закономерности изменения параметров среды в режиме «коротких» импульсов более подробно. Исключим из уравнений (11), (13) — (15)  $v$  и  $p$ , тогда в физической системе координат уравнения относительно возмущений плотности и температуры будут иметь вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta\right) \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\alpha - 1}{\rho_0} \Delta Q_V - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \nabla F_{NL}, \quad (16)$$

$$T_0 c_V \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{R}{\mu} T_0 \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{Q_V}{\rho_1},$$

$$Q_V = k_s I - \rho_0 \frac{\partial E_V}{\partial t}. \quad (17)$$

Конкретизируем теперь величину пондеромоторной силы  $\bar{F}_{NL}$  для поглощающего газа. В соответствии с [23] имеем

$$\bar{F}_{NL} = \frac{\epsilon - 1}{2cn} \nabla I + \left( \frac{\epsilon - 1}{c^2} \frac{\partial I}{\partial t} - \frac{I k_s}{c} \right) \mathbf{e}_z. \quad (18)$$

Здесь  $\mathbf{e}_z$  — единичный вектор в направлении распространения электромагнитной волны. Видно, что в общем случае нелинейная сила, действующая на среду в электромагнитном поле, имеет составляющую в направлении оси  $Oz$  и вызывает движение среды в этом направлении. В данной работе мы будем рассматривать случаи, когда этой составляющей можно пренебрегать [23]. При этом в (16) оператор Лапласа действует только в плоскости, перпендикулярной  $Oz$ . Система уравнений (16), (17) должна быть дополнена кинетическими уравнениями вида

$$\frac{\partial e_i^v}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} (F_i^{vT} + F_i^{vV'} + F_i^I). \quad (19)$$

В настоящее время при анализе изменения газодинамических параметров при поглощении излучения газом достаточно часто используется приближение «линейного» поглощения, в котором полагается  $k_s(t) = k_s(t=0)$  и не учитывается влияние возбуждения внутренних степеней свободы на динамику изменения плотности и температуры. Такая модель определяется уравнениями (16), (17) при  $Q_V = k_s(t=0) I(r, t)$  [3, 6, 8]. Очевидно, что для описания изменения параметров при наличии кинетического охлаждения (КО) эта модель вообще неприменима. Будем рассматривать пучки с гауссовским профилем  $I(r, t) = I_0(r)$  при  $0 < t \leq \tau_n$ , а при  $t > \tau_n$   $I(r, t) = 0$ . При этом справедливы следующие начальные и граничные условия  $t=0$ :  $T=0$ ,  $\rho=0$ ,  $\epsilon_i = \epsilon_i^0$ ,  $\Psi = \partial \Psi / \partial t = 0$ ;  $r = R_b$ :

$T=0, \rho=0, \varepsilon_i=\varepsilon_i^0, \Psi=0; r=0 : \partial\Psi/\partial r=0$ . Здесь  $\Psi=\partial\rho/\partial t, \varepsilon_i^0=\varepsilon_i(T_i^0), R_b=\infty$ . Решение поставленной задачи в пространстве  $(r, t)$  в общем случае возможно только численными методами. Использовались неявные разностные схемы второго порядка точности. При этом сначала решается уравнение (16) при  $\varepsilon_i^0$  и  $T_0$ ,

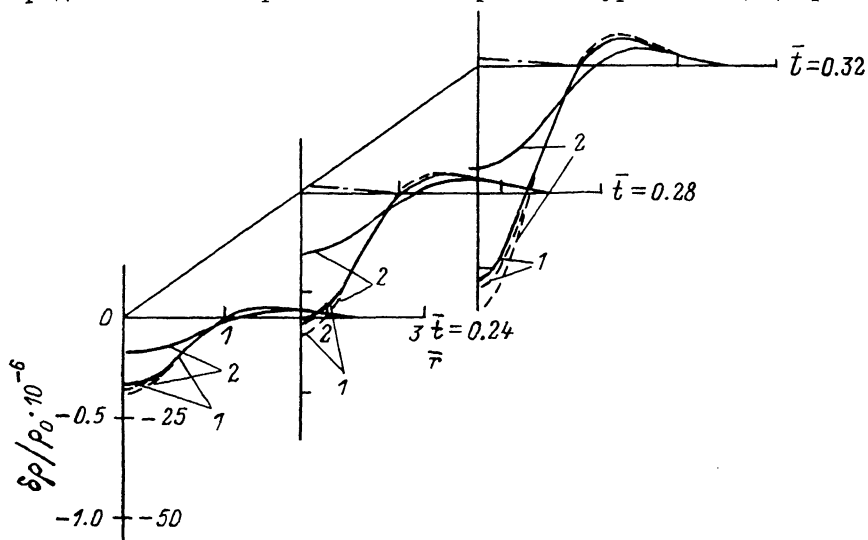


Рис. 1. Изменение плотности в канале гауссова пучка при поглощении излучения HF лазера с  $\nu_1=3759.05 \text{ см}^{-1}$  парами воды.

а затем уравнения (17) и (19). Полученные значения  $\varepsilon_i$  и  $T$  служат исходными данными для нового приближения при решении (16). Итерационный процесс ведется до достижения требуемой точности. Полагалось  $R_b=6R_a$ . Сопоставление двух рассмотренных моделей проведем на примере нерезонансного поглощения монохроматического излучения HF лазера в смеси  $\text{H}_2\text{O}-\text{N}_2-\text{O}_2=0.01$  :

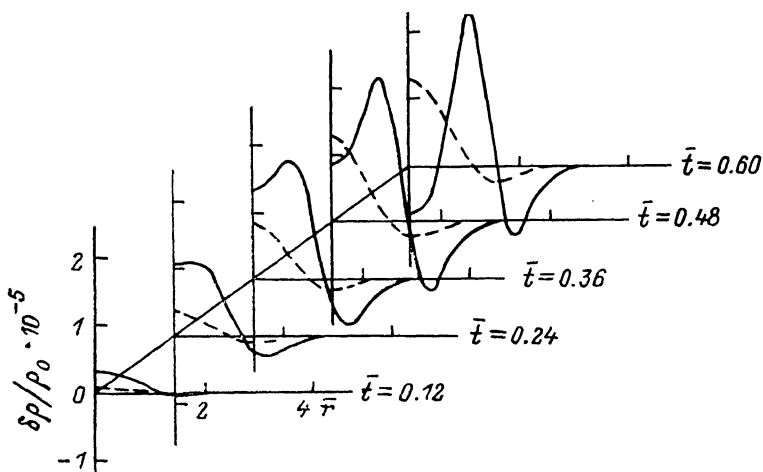


Рис. 2. Изменение плотности в канале гауссова пучка при усилении излучения на переходе  $R20(00^01 \rightarrow 10^00)$  молекул  $\text{CO}_2$ .

$0.79 : 0.2$  с  $p_0=1 \text{ кПа}, T_0=298 \text{ К}$ , близкой по составу к влажной атмосфере. Поглощение излучения HF лазера происходит в крыльях колебательно-вращательных линий молекулы  $\text{H}_2\text{O}$ . Причем при выполнении условия  $\Delta E_j + h\Delta\nu > 0$  ( $\Delta E_j = E_{j''} - E_{j'}, E_{j''}$  и  $E_{j'}$  — вращательная энергия молекул в верхнем и нижнем состояниях поглощающего перехода;  $\Delta\nu$  — расстройка) газ в канале луча нагревается при любых  $t$ , а при  $\Delta E_j + h\Delta\nu < 0$  возможно охлаждение при  $t \leq \tau_p$ , где  $\tau_p$  — время термализации поглощенной молекулами  $\text{H}_2\text{O}$  энергии [24]

На рис. 1 для пучка с  $R_a = \tau_p c_0$  ( $\tau_s = \tau_p$ ) показано изменение во времени ( $\bar{t} = t/\tau_p$ ) плотности  $\rho(r)$  ( $r = r/R_a$ ) при воздействии излучения с  $\nu_l = 3759.05 \text{ см}^{-1}$ , поглощаемого на переходе  $000(6_{34}) \rightarrow 001(6_{33})$ ,  $\Delta E_j + h\Delta\nu > 0$  ( $\Delta E_j = 3.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta\nu = 0.05 \text{ см}^{-1}$ ),  $I_0 = 3$ ;  $150 \text{ МВт/см}^2$  ( $I, 2$ ). Первое значение  $I_0$  соответствует случаю  $\tau_l \gg \tau_p$ , а второе —  $\tau_l \ll \tau_p$  ( $\tau_p = 5.8 \text{ мкс}$ ) (масштабы  $\rho$  в этих случаях отличаются в 50 раз). Штрихпунктиром показано изменение плотности вследствие действия  $F_{NL}$  (в данных масштабах  $\rho$  оно описывается одной кривой), сплошные линии соответствуют модели, рассмотренной в данной работе, а штриховые — модели с  $k_s(t) = k_s(t=0)$ . Анализ показывает, что при  $\tau_l \ll \tau_p$  даже при нагреве среды модель с  $k_s(t) = k_s(t=0)$  дает значительную погрешность при определении  $\rho(r, t)$  и  $T(r, t)$ . При расчетах конкретный вид  $F_i^{VT}$ ,  $F_i^{VV}$ ,  $F_i^I$  и необходимые молекулярные постоянные были взяты из [24].

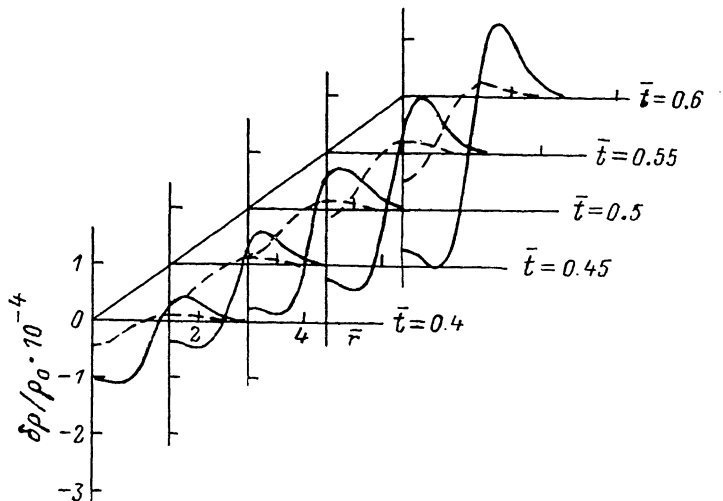


Рис. 3. Изменение плотности в канале гауссова пучка при усилении излучения на переходе  $P20(00^01 \rightarrow 10^00)$  молекул  $\text{CO}_2$ .

Рассмотрим теперь особенности изменения  $\rho$  и  $T$  во времени в поглощающих и усиливающих средах при наличии КО. Анализ проведем для смеси  $\text{CO}_2\text{—N}_2 = 0.1 : 0.9$ , широко используемой в газовых лазерах. Поскольку в режиме «коротких» импульсов может возникнуть ситуация, когда  $\tau_s \sim \tau_n \sim \tau_{VT}$ , учитывалась конечность скорости  $V\text{—}V'$ -обмена и между симметричной, и деформационной модами  $\text{CO}_2$  (обычно полагают, что эти типы колебаний находятся в точном резонансе [20]). Конкретный вид  $F_i^{VT}$ ,  $F_i^{VV}$  и  $F_i^I$  для такой модели приведен в [25].

Резонансное поглощение излучения на переходе  $10^00(02^00) \rightarrow 00^01$  в  $\text{CO}_2$  ( $\lambda_l = 10.6 \text{ мкм}$ ) приводит к возникновению вследствие  $V\text{—}T$ -обмена потока энергии из поступательных степеней свободы в колебательные и, как следствие, к временному охлаждению газа [20–22]. При воздействии резонансного излучения на инверсную среду  $\text{CO}_2\text{—N}_2$  процесс  $V\text{—}T$ -обмена приводит к нагреву среды [25, 26]. Лишь недавно в [27] было показано, что и в инверсной среде возможно уменьшение  $T$  при усилении излучения на колебательно-вращательном переходе с  $\Delta E_j > 0$ . Охлаждение наблюдается при  $t < \tau_{VT}$ . При  $\Delta E_j < 0$  воздействие излучения на инверсную среду приводит к нагреву при любых  $t$ . Для молекулы  $\text{CO}_2$   $\Delta E_j > 0$  для  $R$ -ветви и  $\Delta E_j < 0$  для  $P$ -ветви.

На рис. 2, 3 для пучка с  $R_a = 1 \text{ мм}$  ( $\tau_s = 3.57 \text{ мкс}$ ) показано изменение во времени ( $\bar{t} = t/\tau_s$ )  $\rho(r)$  при усилении излучения на переходе  $R 20(00^01 \rightarrow 10^00)$  и  $P 20(00^01 \rightarrow 10^00)$   $\text{CO}_2$  соответственно с  $I_0 = 1, 10 \text{ кВт/см}^2$  (штриховые и сплошные линии). При расчетах колебательные температуры симметричных  $T_1^0$ , деформационных  $T_2^0$ , асимметричных  $T_3^0$  колебаний  $\text{CO}_2$  и колебаний  $\text{N}_2$  ( $T_2^0$ ) предполагались соответственно равными  $T_1^0 = T_2^0 = 200 \text{ К}$ ,  $T_3^0 = 2662 \text{ К}$ ,  $T_4^0 = 3000 \text{ К}$ , а  $T_0 = 200 \text{ К}$  и  $p_0 = 0.5 \text{ кПа}$  ( $\tau_p = 522.5 \text{ мкс}$ ). Во всех случаях  $\tau_l \ll \tau_p$ . При  $I_0 =$

$=10$  кВт см<sup>2</sup>  $\tau_l \approx \tau_s$  ( $\tau_l = 1.54$  мкс). Видно, что при усилении на переходе  $R 2\theta$  ( $00^\circ \rightarrow 100^\circ$ ) на определенном интервале времени в приосевой области пучка  $\delta\rho > 0$ , т. е. существует тепловая фокусирующая линза. Увеличение  $I_0$  приводит к насыщению усиливающего перехода и сокращению длительности этого интервала вследствие резкого нагрева среды. Изменение колебательных ( $T_1, T_2, T_3$ ) и поступательной ( $T$ ) температур (кривые 1—4) на оси пучка для этого случая иллюстрирует рис. 4 (сплошные и штриховые линии соответственно  $I_0 = 10, 1$  кВт/см<sup>2</sup>). При усилении излучения на переходе  $R 20$  ( $00^\circ \rightarrow 10^\circ$ ) также при  $I_0 = 10$  кВт/см<sup>2</sup> на оси пучка достигается насыщение. Поскольку здесь при любом  $t \delta\rho < 0$ , то в процессе насыщения вблизи оси может формироваться область с несколько большей, чем на некотором расстоянии от центра пучка, плотностью. Эффект насыщения существенно сказывается на изменении  $\rho$  и  $T$  при поглощении излучения на тех временах, когда наблюдается кинетическое охлаждение. Игнорирование этого эффекта может приводить к принципиальным ошибкам в задачах распространения излучения в поглощающих и усиливающих газовых средах.

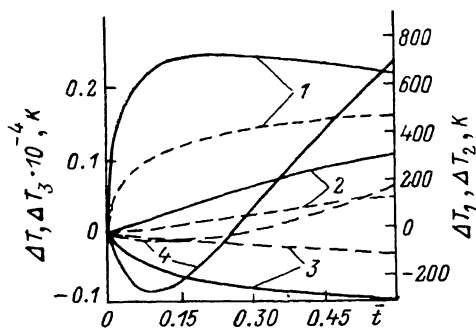


Рис. 4. Изменение колебательных и поступательной температур на оси пучка при усилении излучения на переходе  $R20$  ( $00^\circ \rightarrow 10^\circ$ ) молекул  $CO_2$ .

Эффект насыщения существенно сказывается на изменении  $\rho$  и  $T$  при поглощении излучения на тех временах, когда наблюдается кинетическое охлаждение. Игнорирование этого эффекта может приводить к принципиальным ошибкам в задачах распространения излучения в поглощающих и усиливающих газовых средах.

#### Список литературы

- [1] Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. // УФН. 1967. Т. 93. № 1. С. 19—70.
- [2] Gebhardt F. G. // Appl. Opt. 1976. Vol. 15. N 6. P. 1479—1493.
- [3] Soloukhin R. I., Martynenko O. G., Galich N. E. // J. Heat Mass Transfer. 1980. Vol. 23. N 12. P. 1653—1661.
- [4] Стробен Д. Распространение лазерного пучка в атмосфере. М.: Мир, 1981.
- [5] Старунов В. С., Фабелинский И. Л. // УФН. 1969. Т. 98. № 3. С. 441—491.
- [6] Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. // Appl. Phys. 1976. Vol. 10. P. 129—160.
- [7] Crnickschank F. R., Guthrie R., Pugh D., Wier I. // Molecular Phys. 1983. Vol. 48. N 1. P. 81—95.
- [8] Веденов А. А., Маркин О. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. Вып. 4. С. 1198—1201.
- [9] Гордин М. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М., 1980. Т. 20. С. 207—289.
- [10] Бункин Ф. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 6. С. 1162—1169.
- [11] Хора Х. Физика лазерной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1986, 272 с.
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [13] Ферцигер Г., Капер Дж. Математическая теория переноса в газах. М.: Мир, 1976.
- [14] Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 515 с.
- [15] Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука 1972. Т. 1.
- [16] Добкин С. В., Сон Э. Е. // ПМТФ. 1987. № 2. С. 10—17.
- [17] Коган Е. И., Мальнев В. Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 6. С. 653—656.
- [18] Осипов А. И., Уваров А. В. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1984. Т. 25. № 6. С. 74—77.
- [19] Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. // ПМТФ. 1989. № 4. С. 10—15.
- [20] Выслоух В. А., Огнев Л. И. // ПМТФ. 1980. № 4. С. 50—57.
- [21] Wolker T. W., Veek G. F., Heimlich R. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. P. 1342—1344.
- [22] Левин В. А., Нетесов В. В., Старик А. М. // ПМТФ. 1984. № 3. С. 14—19.
- [23] Журавлев В. В., Сорокин А. А., Старик А. М. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 4. С. 501—506.
- [24] Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 7. С. 1348—1356.
- [25] Левин В. А., Нетесов В. В., Старик А. М. // ПМТФ. 1985. № 2. С. 30—36.
- [26] Выслоух В. А., Огнев Л. И. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 6. С. 1214—1220.
- [27] Старик А. М. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 2. С. 295—302.

Поступило в Редакцию  
11 июля 1989 г.  
В окончательной редакции  
17 июля 1990 г.