

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ С $\lambda = 10,6$ МКМ ЧЕРЕЗ ПОГЛОЩАЮЩИЕ СРЕДЫ

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

(Москва)

Прохождение электромагнитного излучения через газовые среды представляет особый интерес при наличии в газе резонансно поглощающих примесей. Взаимодействие излучения с такой средой может приводить, например, к временному уменьшению температуры газа или к сильному его нагреву [1—3]. При этом изменяется показатель преломления в канале светового пучка, что приводит к отклонению световых лучей от первоначального направления. Основные особенности такого теплового самовоздействия в рамках теории линейного поглощения для стационарных и нестационарных процессов были рассмотрены в [4—12]. При этом не учитывались неравновесные процессы в среде при поглощении резонансного излучения. Впервые влияние кинетики колебательного энергообмена на состояние среды при распространении излучения через смесь газов CO_2 и N_2 было рассмотрено в [2, 13, 14]. Однако использовались простейшие модели колебательного энергообмена, а насыщение поглощающего перехода $P20 [10^0 \rightarrow 00^01]$ в молекуле CO_2 не учитывалось.

Так, в [13] использовались линеаризованные уравнения колебательной кинетики, а в [14] рассматривался лишь один канал релаксации асимметричных колебаний CO_2 и возбужденного азота.

В данной работе исследуется распространение импульса излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм через поглощающую среду и изучается влияние эффекта насыщения и нелинейных процессов колебательного энергообмена на самовоздействие пучков света гауссова профиля.

1. Теоретическая модель. Распространение электромагнитного излучения в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ в приближении квазиоптики описывается следующим уравнением для комплексной амплитуды $A(z, r, t)$:

$$(1.1) \quad 2ik \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) A + \Delta_{\perp} A + k^2 \left(\frac{\epsilon}{n_0^2} - 1 \right) A = 0,$$

$$k = \frac{\omega}{c} n_0, \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad \epsilon = \left(n + i \frac{c}{2\omega} k_v \right)^2,$$

где n — показатель преломления (индекс 0 относится к невозмущенной среде); ω — частота волны; c — скорость света; k_v — показатель поглощения.

Изменение состояния среды при поглощении излучения приводит к изменению как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости. Действительно, при изменении температуры газа меняется его плотность ρ , которая связана с показателем преломления законом Гладстона — Дейла $\delta n = (n_0 - 1)\delta\rho/\rho_0$. С другой стороны, поглощение квантов электромагнитного поля приводит к нарушению первоначального распределения молекул по энергетическим уровням внутренних степеней свободы и, как следствие, к изменению показателя поглощения k_v , величина которого определяет мнимую часть диэлектрической проницаемости. При описании изменения состояния среды под воздействием резонансного излучения колебания молекул CO_2 и N_2 будем моделировать гармоническим осциллятором, а распределение по вращательным энергетическим уровням считать равновесным.

Рассмотрим распространение импульса, длительность которого τ_i много больше времени распространения звуковой волны через поперечное сечение пучка.

В этом случае $\delta\rho = -\rho_0\delta T/T_0$, а для определения состояния среды в любой момент времени справедливы следующие уравнения:

$$(1.2) \quad \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta_{\perp} T + k_v I - \rho \sum_{i=1}^M \gamma_i \frac{R}{\mu} \sum_{j=1}^s \Theta_{ij} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt},$$

$$(1.3) \quad C_p = \frac{R}{\mu} \left(\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} \sum_{i=L+1}^M \gamma_i \right), \quad I = \frac{cn}{8\pi} |A|^2;$$

$$\frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} = f_{ij} + \left(\frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} \right)_I \equiv F_{ij},$$

где T — температура поступательных и вращательных степеней свободы молекул газа; κ — коэффициент теплопроводности; $\tilde{R}$ — универсальная газовая постоянная; μ — молекулярный вес смеси ($\mu = \sum_{i=1}^M \mu_i \gamma_i$); L — число молекулярных компонентов из линейных жестких молекул, а M — полное их число; γ_i — молярная доля i -го компонента в смеси ($i = 1 - \text{CO}_2$, $i = 2 - \text{N}_2$); s — число типов колебаний в молекуле i -го компонента; $\varepsilon_{ij} = r_{ij} [\exp(\Theta_{ij}/T_{ij}) - 1]^{-1}$; r_{ij} — кратность вырождения j -го колебания; Θ_{ij} и T_{ij} — характеристическая и локальная колебательные температуры j -й моды; f_{ij} — член, ответственный за $V - V'$ - и $V - T$ -процессы в рассматриваемой смеси газов, а $(d\varepsilon_{ij}/dt)_I$ определяет изменение числа квантов в j -й моде в результате индуцированных переходов.

Рассматривалось поглощение излучения, частота которого резонансна частоте колебательно-вращательного перехода $P20[10^0 \rightarrow 00^1]$ молекулы CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм). При определении f_{ij} использовалась общепринятая модель локальных колебательных температур T_j , где значения $j = 1, 2, 3, 4$ соответствуют симметричному, деформационному и асимметричному типам колебаний CO_2 и колебаниям N_2 [15, 16]. Релаксационная схема процессов в смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ была взята такой же, как и в [15]. При этом в соответствии с [17] учитывалась конечная скорость взаимодействия между симметричными и деформационными колебаниями CO_2 . В рассмотренной модели

$$\left(\frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} \right)_I = (\delta_{ij} - \varepsilon_{3j}) \frac{\nu_I I_{\mu}}{\rho N_A h \nu_I \gamma_i},$$

где δ_{ij} — символ Кронекера; h — постоянная Планка; ν_I — частота излучения; N_A — число Авогадро. Величина показателя поглощения вычислялась по формулам [16]. Полагалось, что сечения ударного уширения не зависят от температуры. Значения констант скоростей элементарных процессов определялись по данным [15–18].

Система уравнений (1.1)–(1.3) решалась численно для пучков с плоским фазовым фронтом при следующих граничных и начальных условиях:

$$(1.4) \quad A(z=0, r, t) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right) g(t),$$

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

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

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

где a — характерный размер пучка; A_0 — максимальная амплитуда; $g(t)$ — функция, характеризующая временную модуляцию амплитуды.

2. Метод численного интегрирования и результаты расчета. Основной трудностью при численном интегрировании системы (1.1)–(1.3) является необходимость вычисления высокочастотных осцилляций фазы и изменения амплитуды электромагнитной волны, возникающих при распрост-

рапении пучка. Преобразование комплексной амплитуды, использующее точное аналитическое решение для гауссовых пучков, распространяющихся в средах с постоянным показателем поглощения, позволяет эту трудность устранить и ограничиться вычислением изменения амплитуды и фазы электромагнитной волны, обусловленного только нелинейными эффектами [10]. Этот метод, получивший название «неадаптивного», использовался и в данной работе.

Вводя безразмерные переменные

$$r' = r/a \sqrt{D}, \quad t' = \frac{t - zn_0/c}{t_T} z, \quad dz' = \frac{dz}{ka^2 D},$$

$$D = \left(\frac{z}{ka^2}\right)^2 + \left(1 - \frac{z}{f}\right)^2, \quad t_T = \frac{\rho C_p a^2}{\kappa},$$

где f — радиус кривизны фазового фронта, систему уравнений (1.1)–(1.3) с граничными условиями (1.4) можно представить в следующем виде (штрихи далее опускаются):

$$(2.1) \quad 2i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \Delta_{\perp} A_1 + A_1 \left[2 - r^2 + k^2 a^2 D \left(\frac{\varepsilon}{n_0^2} - 1 \right) \right] = 0;$$

$$(2.2) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{D} \Delta_{\perp} T - \frac{\iota_T \tilde{n}}{\mu C_p} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^s \Theta_{ij} f_{ij} \gamma_i;$$

$$(2.3) \quad \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} = t_T F_{ij};$$

$$(2.4) \quad A_1(z, r = R_a, t) = 0, \quad A_1(z = 0, r, t) = g(t) \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right),$$

$$\frac{\partial}{\partial r} A_1(z, r = 0, t) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} T(z, r = 0, t) = 0, \quad T(z, r = R_a, t) = T_0,$$

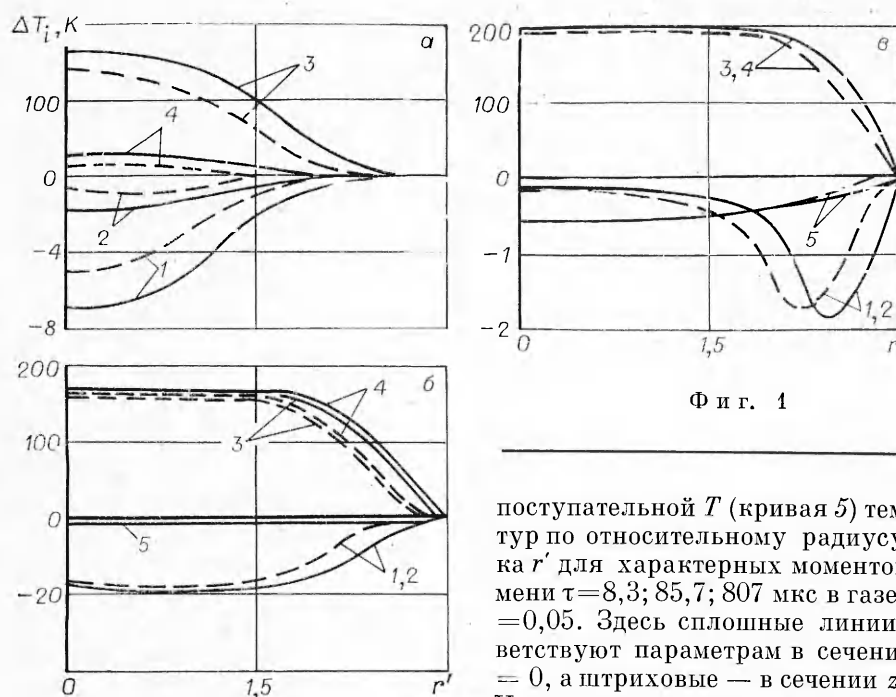
$$T(z, r, t = 0) = T_0, \quad \varepsilon_{ij}(t = 0) = \varepsilon_{ij}(T_0),$$

где R_a — радиус пучка; A_1 — преобразованная в соответствии с [10] комплексная амплитуда.

При численном интегрировании уравнений (2.1)–(2.3) использовались безусловно устойчивые симметричные неявные разностные схемы второго порядка точности [19]. Решение системы разностных уравнений проводилось итерационным методом. При этом в каждой итерации разностные аналоги уравнений (2.1), (2.2) решались методом правой прогонки, а уравнения (2.3) — методом Ньютона [19].

Конкретный анализ влияния насыщения поглощающего перехода на распространение импульса излучения с $\lambda = 10,6$ мкм проводился на примере сред $\text{CO}_2 - \text{N}_2$, содержащих различное количество CO_2 : $\gamma_1 = 1$; $\gamma_1 = 0,25$; $\gamma_1 = 0,05$. Невозмущенные параметры среды (температура T_0 и давление p_0) принимались равными 293 К и 10^{-3} МПа. При выбранных T_0 и p_0 времена релаксации и время теплопроводности t_T сравнимы, а показатели поглощения для всех рассматриваемых сред соответственно равны $0,11$; $3,12 \cdot 10^{-2}$; $6,48 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Максимальная интенсивность излучения $I_0 = 5 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$, а эффективный радиус пучка $a = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Временная зависимость амплитуды определялась формулой $g(t) = 1,1 - \exp(-10^5 t)$. Длина трассы 100 м ($z' = 1$). При выбранном значении z указанные среды можно соответственно считать сильно-, умеренно- и слабопоглощающими. Характерные длины поглощения для этих сред соответственно равны 9,1, 32 и 155 м. Заметим, что рассматриваемые условия распространения и параметры среды являются типичными при проведении экспериментов с лазерными пучками.

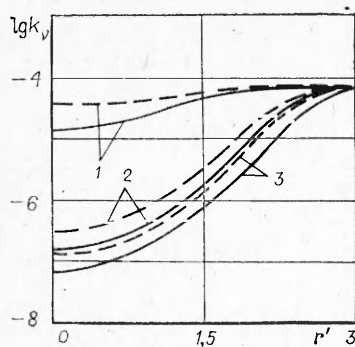
Рассмотрим сначала изменение состояния среды во времени при воздействии резонансного излучения. На фиг. 1, а, б, в показано распределение колебательных T_i ($i = 1, 2, 3, 4$, кривые 1–4 соответственно) и



Ф и г. 1

поступательной T (кривая 5) температур по относительному радиусу пучка r' для характерных моментов времени $\tau = 8,3; 85,7; 807$ мкс в газе с $\gamma_1 = 0,05$. Здесь сплошные линии соответствуют параметрам в сечении $z' = 0$, а штриховые — в сечении $z' = 1$. Из представленных распределений видно, что вследствие поглощения газом излучения, частота которого резонансна частоте колебательно-вращательного перехода $P20[10^0 \rightarrow 00^0 1]$ в молекуле CO_2 , происходит уменьшение заселенностей уровней симметричной моды CO_2 (температура T_1) и, наоборот, увеличение заселенности уровней асимметричной моды (температура T_3) (см. фиг. 1, а). Отметим отсутствие равновесия при $\tau = 8,3$ мкс между колебаниями N_2 и асимметричной модой CO_2 ($T_3 \neq T_4$), а также между деформационными и симметричными колебаниями CO_2 .

Нарушение термодинамического равновесия между деформационными колебаниями и поступательным хаотическим движением молекул CO_2 приводит к появлению потока энергии из поступательных степеней свободы в деформационную моду CO_2 и, как следствие, к уменьшению температуры газа (см. фиг. 1, б). Отметим, что при $\tau = 85,7$ мкс глубина кинетического охлаждения из трех рассматриваемых сред максимальна для газа с $\gamma_1 = 0,05$ ($\Delta T = 0,5$ K). Объясняется этот факт тем, что в средах с большим содержанием CO_2 поглощающий переход очень быстро насыщается, а в среде с $\gamma_1 = 0,05$ такого насыщения при $\tau = 85,7$ мкс не происходит. Поэтому k_v в этот момент времени для газа с $\gamma_1 = 0,05$ наибольший, а следовательно, максимален и поток энергии из поступательных степеней свободы в деформационные колебания CO_2 . Изменение вследствие насыщения показателя поглощения во времени иллюстрирует фиг. 2, на которой представлено распределение k_v по радиусу пучка при $\tau = 8,3; 85,7; 807$ мкс (кривые 1—3 соответственно). Как и прежде, здесь сплошные линии соответствуют параметрам в сечении $z' = 0$, а штриховые — $z' = 1$. Уменьшение величины k_v вследствие насыщения приводит, во-первых, к уменьшению потока энергии в колебательные степени свободы молекул смеси и, во-вторых, к более однородному изменению температуры по радиусу пучка. На фиг. 3, а, б для сравнения показано изменение поступательной температуры в плоскости распространения ($r' \times z'$) для $\tau = 85,7$ мкс, рассчитанное в предположении независимости показателя поглощения от интенсивности света (эффект насыщения отсутствует (фиг. 3, а) и с учетом этого эффекта (фиг. 3, б)). Видно, что при использовании приближения постоянного показателя поглощения поле температур в канале пучка неоднородно и, кроме того, вместо охлаждения наблюдается нагрев среды.

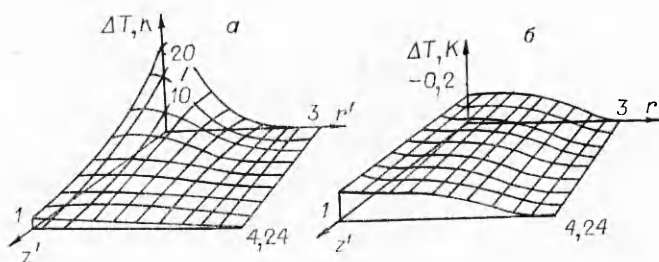


Ф и г. 2

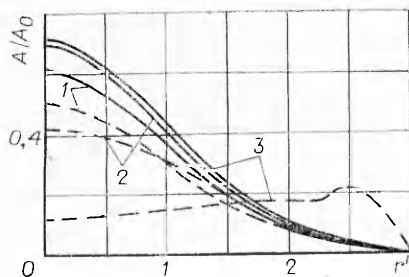
расчеты также показали, что в момент просветления среды, когда $k_v \approx 0$, а вся поглощенная энергия находится в колебательных степенях свободы, для вычисления амплитуды электромагнитной волны можно пользоваться аналитическим решением [10]. Приближение $k_v = \text{const}$ к этому моменту времени дает полную дефокусировку пучка.

Увеличение содержания CO_2 в смеси ($\gamma_1 = 0,25$ и 1) приводит к более раннему (по времени) насыщению поглощающего перехода и, как следствие, к более быстрому нагреву среды. Так, в среде с $\gamma_1 = 1$ уже при $\tau = 85,7$ мкс $k_v = 0$, и в результате внутримолекулярного $V - V'$ -обмена начинается интенсивная релаксация энергии асимметричных колебаний в поступательные степени свободы, температура газа при этом увеличивается. В дальнейшем между процессами индуцированного поглощения и $V - V'$ -обмена устанавливается равновесие, и нагрев газа происходит в основном из-за выделения энергии при $V - V'$ -обмене. Дальнейшее воздействие излучения на среду приводит только к ее нагреву.

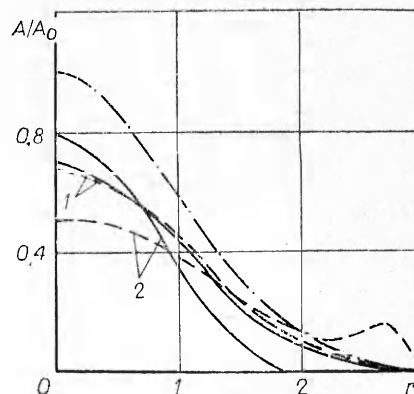
При $\tau = t_T$ изменение поступательной температуры по радиусу пучка становится более равномерным. Более быстрый нагрев в средах с повышенным содержанием CO_2 (например, $\gamma_1 = 1$) приводит к более ранне-



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

му образованию тепловой линзы и расплыванию пучка. Влияние рассмотренных процессов на распространение импульса излучения иллюстрирует фиг. 5, на которой показано распределение относительной амплитуды A/A_0 по радиусу пучка в плоскости $z' = 1$ для слабо- и сильнопоглощающей среды ($\gamma_1 = 0,05$ и 1 , кривые 1, 2 соответственно) при $\tau = 85,7$ мкс (сплошные линии) и $\tau = t_T$ (штриховые линии); для сравнения штрихпунктирной линией показано начальное распределение амплитуды при $z' = 0$. Видно, что вследствие более быстрого насыщения поглощающего перехода при $\tau = 85,7$ мкс в среде с $\gamma_1 = 1$ амплитуда на оси пучка ($r' = 0$) выше, чем в среде с $\gamma_1 = 0,05$, хотя глубина кинетического охлаждения в среде с $\gamma_1 = 1$ меньше.

При $\tau = t_T$ ситуация меняется. Здесь, наоборот, максимальная амплитуда при $r' = 0$ наблюдается в слабопоглощающей среде. Сильный нагрев среды с $\gamma_1 = 1$ приводит к тепловой дефокусировке и к «вытеснению» энергии от оси к периферии пучка.

Таким образом, проведенный расчетный анализ показал, что при распространении импульса излучения в газовых резонансно-поглощающих средах необходимо учитывать как возбуждение различных типов колебаний молекул смеси и конечную скорость термализации поглощенной энергии, так и эффект насыщения поглощающего перехода. Игнорирование этих эффектов может привести к существенным погрешностям при определении амплитудно-фазовых характеристик светового пучка.

Поступила 24 V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Gebhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of a gas by absorption of CO_2 laser radiation.— Appl. Phys. Lett., 1972, vol. 20, p. 129.
2. Wood A. D., Camac M., Gerry F. T. Effects of $10,6 \mu\text{m}$ laser induced air chemistry on the atmospheric refractive index.— Appl. Optics, 1971, vol. 10, p. 1877.
3. Горднеев Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO_2 -лазера через атмосферу.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1063.
4. Аскарьян Г. А. Эффект самофокусировки.— УФН, 1973, т. 111, с. 243.
5. Сухоруков А. П. Тепловая самофокусировка световых пучков.— В кн.: Нелинейные процессы в оптике. Новосибирск: Наука, 1970.
6. Луговой В. П., Прохоров А. М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде.— УФН, 1973, т. 111, с. 203.
7. Gebhardt F. G. High power laser propagation.— Appl. Optics, 1976, vol. 15, p. 1479.
8. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. Time dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere.— Appl. Phys., 1976, vol. 10, p. 129.
9. Матрюков А. Ф., Сынах В. С. О нестационарной тепловой самофокусировке импульсов.— ПМТФ, 1978, № 2.
10. Propagation laser beam in the atmosphere/Ed. by J. W. Strohbehn. Berlin: Springer, 1978.
11. Веденов А. А., Маркин О. А. Распространение мощного лазерного излучения в среде с поглощением.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 1198.
12. Гора В. Д., Карамзин Ю. П., Сухоруков А. П. Самовоздействие пучков света при резонансном поглощении.— Квант. электроника, 1980, т. 7, с. 720.
13. Выслоух В. А., Огнев Л. И. Резонансная самофокусировка в смеси CO_2 и N_2 .— ПМТФ, 1980, № 4.
14. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Огнев Л. И. Самовоздействие светового пучка в условиях кинетического охлаждения.— Квант. электроника, 1981, т. 8, с. 1012.
15. Бирюков А. С. Кинетика физических процессов в газодинамических лазерах.— Тр. ФИАН, 1975, т. 83, с. 13.
16. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977.
17. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981.
18. Herzfeld K. F. Deactivation of vibrations by collisions in the pressure of Fermi resonance.— J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, p. 743.
19. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.