

О ВЛИЯНИИ КИНЕТИКИ
МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА
С $\lambda = 10,6$ мкм В АТМОСФЕРЕ

В. В. Нетесов
(Саранск)

В настоящее время большое внимание уделяется проблеме распространения волновых пучков в атмосфере, связанное с перспективами использования оптических систем для передачи информации и энергии [1, 2]. Прохождение мощного излучения через атмосферу сопровождается многочисленными нелинейными эффектами [1], среди которых особый интерес для излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм представляет тепловое самовоздействие при наличии резонансно-поглощающего компонента — углекислого газа.

Как отмечается многими авторами [3—8], при резонансном оптическом возбуждении необходим детальный учет кинетики молекулярного поглощения и термализации молекулярного газа, которые, в частности, приводят к оптическому просветлению и кинетическому охлаждению среды. Однако нам не известны работы, в которых бы исследовалось влияние вышеперечисленных эффектов и процессов на параметры волнового пучка, распространяющегося по протяженной неоднородной трассе в атмосфере.

В данной работе рассматривается нестационарное тепловое самовоздействие коллимированного гауссова пучка излучения с длиной волны 10,6 мкм, распространяющегося в стандартной атмосфере [9], не содержащей частиц пыли и аэрозолей, по вертикальной трассе до высоты 20 км над уровнем моря при резонансном поглощении излучения атмосферным углекислым газом. Величина спектрального пропускания атмосферным CO_2 в начальный момент $\sim 0,6624$, парами воды при 100%-ной относительной влажности $\sim 0,828$, т. е. ослабление излучения, связанное с поглощением, довольно существенно. Для описания кинетики молекулярного поглощения и термализации в смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ используется кинетическая модель [4]. Численно исследовано влияние кинетического охлаждения и оптического просветления среды на изменение формы пучка для различных значений интенсивности излучения и влажности атмосферы. Длительность импульса, имеющего прямоугольную форму, определяется моментом наступления дефокусировки пучка в выходном сечении и при рассмотренных параметрах пучка изменяется в диапазоне от 0,1 до 2 мс.

Теоретическая модель. Распространение пучка электромагнитного излучения в атмосфере в приближении квазиоптики описывается параболическим уравнением

$$(1) \quad 2i \frac{\partial A}{\partial z'} + \frac{k_0}{k} \Delta_{\perp} A + i \frac{\partial \ln k}{\partial z'} + k_0 a^2 \left(2k \frac{\delta n}{n} + i\alpha \right) A = 0,$$

$$k(z) = \frac{\omega}{c} n_0(z), \quad k_0 = k(0), \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial}{\partial r'} \right),$$

где $A = A(r', z', t)/A_0$ — комплексная амплитуда электрического поля, нормированная на максимальное значение модуля амплитуды входного излучения на оси пучка; поперечная координата нормирована на характерный радиус пучка $r' = r/a$, продольная — на дифракционную длину $z' = z/k_0 a^2$; ω, c — круговая частота волны и скорость света в вакууме; $n, \delta n$ — показатель и возмущение показателя преломления; индекс 0 относится к невозмущенной атмосфере; $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ — коэффициент поглощения, который представляет собой сумму коэффициентов поглощения углекислого газа и паров воды.

Плотность газа связана с показателем преломления известным законом Гладстона — Дейла $n = 1 + \beta \rho/\rho_s$, где $\beta = 2,92 \cdot 10^{-4}$ для воздуха,

а ρ_s — плотность воздуха при стандартных условиях, т. е. при давлении $p_s = 10^5$ Па и температуре $T_s = 288,15$ К.

Излучение поглощается углекислым газом на переходе $P(20)$ [$10^0 0 \rightarrow 00^0 1$] и парами воды в крыле полосы поглощения 6,3 мкм. Начальная зависимость α_1 и α_2 от высоты над уровнем моря определяется по экспериментальным данным [3]. Предполагается, что при поглощении излучения молекулами H_2O эффект насыщения α_2 отсутствует, поскольку время вращательной релаксации H_2O меньше времени VT -релаксации CO_2 и велика отстройка от центра линии. В силу того что молярная концентрация CO_2 в атмосфере мала ($\xi_1 = 3,18 \cdot 10^{-4}$), процесс поглощения излучения углекислым газом определяется на основе кинетической модели [4], т. е. балансных уравнений для относительных заселенностей нижних колебательных уровней x_i молекул CO_2 и N_2 :

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial x_1}{\partial t'} &= -\frac{1}{4} t_n w (x_1 - x_2) - \frac{3}{2} t_n P_{10} (x_1 - x_1^0), \\ \frac{\partial x_2}{\partial t'} &= t_n w (x_1 - x_2) - t_n Q (x_2 - x_3) - t_n P_{20} (x_2 - x_2^0), \\ \frac{\partial x_3}{\partial t'} &= \delta t_n Q (x_2 - x_3) - t_n P_{30} (x_3 - x_3^0), \quad w = \frac{cI}{h\nu}. \end{aligned}$$

Здесь x_1, x_2, x_3 относятся соответственно к колебательным уровням $10^0 0, 00^0 1$ (CO_2) и $\nu = 1$ (N_2); $x_i^0 = \exp(-\Theta_i/T_0(z))$ — равновесные значения этих заселенностей; Θ_i — энергия (в градусах) соответствующих уровней; I — интенсивность излучения; h — постоянная Планка; ν — частота волны; P_{10}, P_{20} и P_{30} — вероятность столкновительной дезактивации уровней $01^1 0, 00^0 1$ (CO_2) и $\nu = 1$ (N_2); Q — вероятность передачи возбуждения от $00^0 1$ (CO_2) к $\nu = 1$ (N_2); w — вероятность оптического возбуждения CO_2 под действием излучения; t_n — длительность импульса ($t' = t/t_n$); δ — отношение концентраций CO_2 к N_2 .

Коэффициент поглощения углекислого газа вычисляется по формуле $\alpha_1 = N_1 \sigma (x_1 - x_2)$, где σ — сечение поглощения излучения молекулой CO_2 , а N_1 — концентрация молекул CO_2 .

Излучение с длиной волны 10,6 мкм соответствует окну относительной прозрачности атмосферы (α при 30%-ной относительной влажности воздуха изменяется от $8,6 \cdot 10^{-7}$ на уровне моря до $4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ на высоте 18 км [3]). Поэтому возмущение, вносимое пучком, можно считать слабым. Для неподвижной среды малые изменения плотности и всех остальных газовых параметров определяются из линеаризованной системы уравнений газовой динамики. Представляя, как обычно, $\rho = \rho_0(z)(1 + \rho')$, $p = p_0(z)(1 + p')$, $T = T_0(z)(1 + T')$, где $\rho_0(z)$, $p_0(z)$, $T_0(z)$ — начальные распределения плотности, давления и температуры с высотой для стандартной атмосферы, а ρ' , p' , T' — относительные возмущения этих параметров, в безразмерных переменных получим

$$(3) \quad \frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \frac{t_n}{t_s} \text{div}_{\perp} v' = 0, \quad \frac{\partial v'}{\partial t'} + \frac{t_n}{t_s} \text{grad}_{\perp} p' = 0,$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} = (\gamma - 1) \left[\frac{t_n}{t_c} \Delta_{\perp} T' - \frac{t_n}{t_s} \text{div}_{\perp} v' + F \right],$$

$$p' = \rho' + T', \quad v' = v / \sqrt{RT_0(z)}, \quad \text{grad}_{\perp} = \frac{\partial}{\partial r}, \quad \text{div}_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r').$$

Здесь учтено, что в приближении квазиоптики скорость изменения параметров вдоль оси распространения пучка много меньше скорости изменения в поперечном направлении, поэтому производными по z можно пренебречь; $t_s = a / \sqrt{RT_0(z)}$; $t_c = \rho_0(z) a^2 R / \kappa$; R — газовая постоянная; κ — коэффициент теплопроводности воздуха; γ — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

Мощность распределенного теплового источника F , обусловленная поглощением излучения молекулами углекислого газа и паров воды, имеет вид

$$F = t_n \alpha_2 I / p_0(z) + F_1,$$

$$F_1 = (t_n \xi_1 / T_0(z)) \{ 6\Theta_1 P_{10}(x_1 - x_1^0) + \Theta_2 [P_{20}(x_2 - x_2^0) + \delta P_{30}(x_3 - x_3^0)] \}.$$

Система уравнений (1)–(3) решалась численно для пучков с плоским фазовым фронтом при следующих граничных и начальных условиях:

$$(4) \quad \begin{aligned} A|_{z=0} &= \exp(-r'^2), \quad A|_{r=\infty} = \frac{\partial A}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \\ x_1|_{t=0} &= x_1^0, \quad \dot{x}_2|_{t=0} = x_3|_{t=0} = x_2^0, \\ v' = p' = \rho' &= 0 \quad \text{при } t = 0 \text{ и } r = \infty, \\ \frac{\partial v'}{\partial r} = \frac{\partial p'}{\partial r} = \frac{\partial T'}{\partial r} &= 0 \quad \text{при } r = 0. \end{aligned}$$

Для решения параболического уравнения (1) применялась неявная консервативная схема 2-го порядка точности [10], уравнений газодинамики — модифицированная явная разностная схема, в которой динамические и термодинамические функции отнесены к различным (целым и «полуцелым») точкам сетки [11, 12].

Предварительный контроль результатов выполнения программы осуществлялся с помощью аналитических тестов. Модуль программы, в котором решалось уравнение распространения, тестировался путем сравнения численных результатов с аналитическим решением системы (1), (4) для невозмущенной среды, кинетический модуль — с приближенными решениями системы (2), (4) при заданной интенсивности излучения, полученными в [4], газодинамический — с асимптотическим решением системы (3), (4) при $t \ll t_s$ [2] для заданного профиля мощности распределенного теплового источника F .

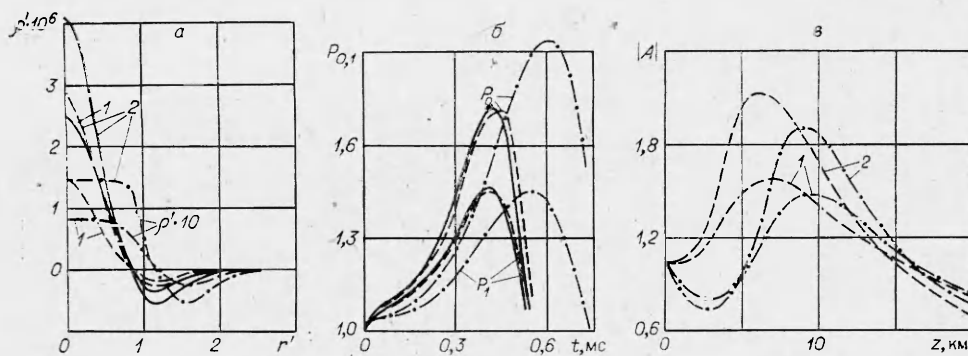
Результаты расчета. При численном интегрировании уравнений (1)–(3) безразмерный параметр искажения импульса на входе в среду $\tau = (t_n/t_s)^2 (t_n P_{10}) (t_n w)$ изменяется в диапазоне от 10^2 до 10^3 , длительность импульса, имеющего прямоугольную форму, — от 0,1 до 2 мс, относительная влажность воздуха η — от 0 до 100%. Длина вертикальной трассы 20 км, а радиус пучка определяется из условия, что безразмерная длина трассы $z' = 0,5$.

При разложении результатов счета в качестве интегральной характеристики, описывающей изменение во времени распределения интенсивности пучка в выходном сечении, выбирается мощность излучения, протекающая через площадки различного радиуса,

$$P_0(t) = 2\pi \int_0^{0,5} I(r', 0,5, t) r' dr', \quad P_1(t) = 2\pi \int_0^1 I(r', 0,5, t) r' dr',$$

где $r' = 1$ совпадает с дифракционной шириной для интенсивности пучка. Момент времени, соответствующий максимуму функции $P_0(t)$, отмечается как конец этапа фокусировки пучка t_1 , если фокусировка имеет место, а момент, начиная с которого выполняется условие $\dot{P}_1(t) < P_1(0)$, считается началом этапа дефокусировки пучка t_2 . Естественно, такое деление процесса распространения на этапы достаточно условно. Мощность $P_0(t)$ и $P_1(t)$ отнесем к их начальным значениям $P'_0(t) = P_0(t)/P_0(0)$, $P'_1(t) = P_1(t)/P_1(0)$ (штрихи у P_0 и P_1 в дальнейшем опускаем).

Рассмотрим распространение пучка при интенсивности излучения, соответствующей $\tau = 2,54 \cdot 10^2$, при $\eta = 0$. Поток энергии F_1 между поступательными и колебательными степенями свободы вызывает понижение газовой температуры в канале пучка, что приводит к изменению плотности и показателя преломления среды. Распределения $\rho'(r')$ для $\eta = 30\%$ в сечениях $z = 0; 6$ и 14 км изображены на рис. 1, а сплошными,



Р и с. 1

штриховыми и штрихпунктирными линиями, где 1, 2 — моменты времени фокусировки t_1 и начала дефокусировки t_2 . Видно, что эффект кинетического охлаждения приводит к образованию в приосевой области распределения плотности с отрицательным градиентом, т. е. собирающей газовой линзы. Изменение оптических свойств среды меняет форму пучка.

Проследим за эволюцией пучка по графикам изменения мощностей P_0 , P_1 со временем (рис. 1, б, где сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии отвечают $\eta = 0$; 30 и 100%). Основной механизм самовоздействия пучка — нелинейная рефракция. Пучок вначале фокусируется и величина P_0 возрастает до значений 1,72; 1,73 и 1,94 при $\eta = 0$; 30 и 100% соответственно, после чего происходит быстрая дефокусировка пучка.

Однако, как видно из рис. 1, а, между моментами окончания фокусировки и начала дефокусировки пучка существенных искажений поля градиентов плотности не происходит. Рассмотрим распределение амплитуды $|A(0, z, t)|$ на оси пучка (рис. 1, в) в моменты времени t_1 и t_2 (кривые 1, 2), штриховые и штрихпунктирные линии — $\eta = 30$ и 100%. Из распределений амплитуды волны на оси z следует, что коллимированный пучок фокусируется в плоскости, далеко отстоящей от заданного выходного сечения (на высоте $\sim 6-7$ км для $\eta = 30\%$ и 9-10 км для насыщенного воздуха).

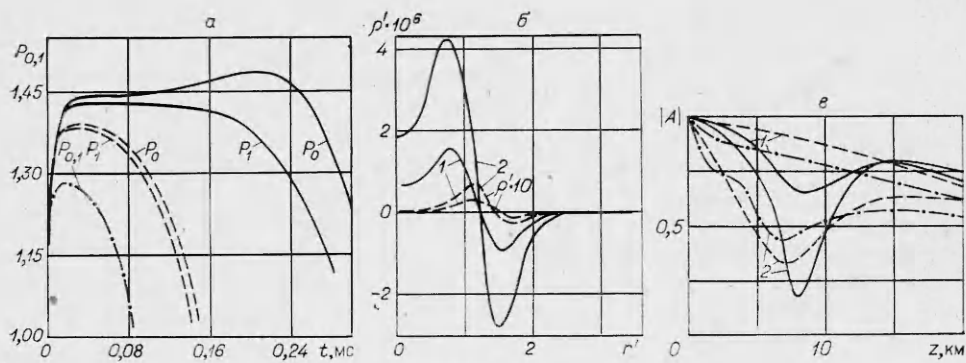
Отличие распределения амплитуды волны на оси для насыщенного воздуха объясняется тем, что до высоты $\sim 2,5$ км наблюдается не кинетическое охлаждение, а нагрев среды, так как поток энергии, поступающей через мгновенно релаксирующий водяной пар, больше оттока энергии в колебательные степени свободы молекул ($F > 0$).

Из условия [2] $(L/\lambda)\beta\rho' \approx 1$, где L — длина трассы, следует, что величина относительного изменения ρ' , при которой начинается заметная рефракция пучка, имеет порядок $2 \cdot 10^{-6}$. Как видно из рис. 1, а, для относительного изменения ρ' на первой половине трассы в центральной области ($r' < 1$) возникает квазиквадратичный профиль показателя преломления

$$(5) \quad n(r) = n(0) \left(1 - \frac{k_2}{2k_0} r^2 \right)$$

(k_2 — константа, $k_2 > 0$). Если действительное распределение $n(r, z)$ на первой половине трассы заменить эффективным однородным по высоте распределением вида (5), то для гауссова пучка в такой линзоподобной среде можно построить аналитическое решение, откуда вытекает, что координата плоскости, в которой пучок имеет минимальную ширину, $z_* = (\pi/2) \sqrt{k_0/k_2}$, а амплитуда на оси в этой плоскости

$$A_* = k_0 a^2 \sqrt{\frac{k_2}{k(z_*)}} \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^{z_*} \alpha dz\right).$$



Р и с. 2

При $\langle \rho'(0, z) - \rho'(0,8, z) \rangle = 3 \cdot 10^{-6}$ получим $z_* = 7,2$ км, $A_* = 2,26$, что согласуется с численными результатами, приведенными на рис. 1, в. Дефокусировка пучка наступает раньше, чем заканчивается процесс кинетического охлаждения. Для ее предотвращения, очевидно, можно использовать методы амплитудно-фазовой коррекции пучка.

При увеличении параметра $\tau = 6,84 \cdot 10^3$, $\eta = 0\%$ и сохранении всех остальных параметров среды и пучка картина распространения пучка качественно остается прежней. На графиках изменения мощностей возникает участок погранслоного типа, соответствующий процессу резонансного просветления атмосферы излучением. Далее пучок фокусируется, при этом максимальное значение мощности $P_0 = 2,2$ для $\eta = 100$. Дефокусировка пучка в выходном сечении наступает, как и в предыдущем случае, из-за малого фокусного расстояния формирующейся в канале пучка газовой линзы.

Увеличив параметр τ до значения $2,72 \cdot 10^3$ при $\eta = 0$, получим существенное изменение картины распространения пучка в атмосфере. Изменение со временем мощностей P_0 и P_1 представлено на рис. 2, а. Мощное излучение вызывает быстрое резонансное просветление среды. Затем следует пологий участок, который соответствует распространению пучка в оптически просветленной среде со слабо возмущенной плотностью. Изменение плотности среды при $\eta = 0$ приводит к малой фокусировке пучка, а при $\eta = 30$ и 100% — только к дефокусировке.

При выполнении условия $t \ll t_s$ для прямоугольного по времени импульса из системы (3) вытекает, что плотность зависит от потока энергии F по закону

$$\rho' \sim \frac{t^3}{3!} \Delta_{\perp} F.$$

При рассматриваемом значении параметра искажения пучка τ в приосевой области пучка наблюдается режим «полного насыщения» [4], при котором поток энергии не зависит от интенсивности излучения, поэтому $\Delta_{\perp} F \approx 0$. Эта особенность распределения $F(r)$ формирует поле плотности с положительным градиентом в приосевой области. Распределение плотности в сечениях $z = 0$ и 6 км (соответственно сплошные и штриховые линии на рис. 2, б, где 1, 2 — моменты времени t_1 и t_2 ; $\eta = 0$) показывает, что максимум плотности отстоит от оси на расстоянии, примерно равном дифракционной ширине пучка для интенсивности, так что в области этого радиуса лучи отклоняются от оси к периферии. Далее от оси образуется кольцевая область, в которой градиент плотности отрицателен, и потому лучи, попадающие в эту область, будут уже отклоняться к оси пучка. Вследствие этого происходит искажение пучка. Распределение модуля амплитуды волны на оси z представлено на рис. 2, в, где сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии — $\eta = 0$; 30 и 100%, а 1, 2 — моменты времени t_1 и t_2 .

Таким образом, при сравнительно малой интенсивности излучения преобладающий механизм самовоздействия пучка в атмосфере — нелинейная рефракция, обусловленная эффектом кинетического охлаждения. С увеличением интенсивности излучения возрастает роль нелинейного насыщения коэффициента поглощения углекислого газа. При $\tau \sim 10^3$ из-за полного насыщения потока энергии между поступательными и колебательными степенями свободы в канале пучка образуются зоны с чередующимися знаками градиента преломления, что приводит к искажению пучка. Присутствие паров воды увеличивает степень фокусировки и затягивает момент начала дефокусировки коллимированного гауссова пучка при малой интенсивности излучения, при больших же значениях интенсивности, наоборот, уменьшает указанные характеристики.

Автор выражает благодарность В. А. Левину и А. М. Старику за полезное обсуждение и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1982.
2. Распространение лазерного пучка в атмосфере.— М.: Мир, 1981.
3. Wood A. D., Samac M., Gerry F. T. Effects of 10.6 μ laser induced air chemistry of the atmospheric refractive index.— Appl. Optics, 1971, v. 10, p. 1877.
4. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO₂-лазера через атмосферу.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1063.
5. Gebhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of a gas by absorption of CO₂ laser radiation.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, p. 129.
6. Выслоух В. А., Огнев Л. И. Резонансная самофокусировка в смеси CO₂ и N₂.— ПМТФ, 1980, № 4.
7. Гора В. Д., Карамзин И. Н., Сухоруков А. П. Самовоздействие пучков света при резонансном поглощении.— Квант. электроника, 1980, т. 7, с. 720.
8. Левин В. А., Нетесов В. В., Старик А. М. Численное исследование распространения импульса излучения с $\lambda = 10,6$ мкм через поглощающие среды.— ПМТФ, 1984, № 3.
9. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
10. Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков.— М.: Наука, 1982.
11. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
12. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. 2-е изд.— М.: Наука, 1980.

Поступила 30/V 1985 г.

УДК 533.932 + 533.601.18

О ПЕРЕДАЧЕ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ ГАЗОВЫХ ИОНОВ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ, ЧАСТИЧНО ПОКРЫТОЙ ТОНКИМ СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА

В. А. Шувалов
(Днепропетровск)

Динамическое взаимодействие тел с потоком разреженного газа в значительной мере характеризуется коэффициентами обмена импульсом и энергией или соответствующими коэффициентами аккомодации. Коэффициенты аккомодации импульса и энергии используются при определении аэродинамических характеристик и теплообмена тел в разреженной среде и являются важным элементом расчетных соотношений независимо от принятой схемы взаимодействия атомов газа с обтекаемой поверхностью.

В настоящее время наиболее полно изучен процесс взаимодействия атомов газа с чистыми кристаллическими структурами. Известно значительное количество работ, посвященных численному моделированию столкновения атомных частиц с поверхностью твердого тела и содержащих приближенные аналитические решения, характеризующие механизм передачи импульса и энергии атомов газа идеальным кристаллическим поверхностям [1, 2].

На практике мшени с идеальной монокристаллической структурой встречаются крайне редко. В большинстве случаев обтекаемые поверхности имеют поликристалли-