

М.В. Кабанов, Ю.В. Кистенев, Ю.Н. Пономарев

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЗОНАНСНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ. ЧАСТЬ II. НАКЛОННЫЕ ТРАССЫ

Представлен анализ особенностей распространения коротких оптических импульсов по наклонным трассам в резонансно поглощающей газовой атмосфере. Результаты получены в приближении геометрической оптики для модели плоскостой среды. Показано, что эффекты инерционности отклика резонансной среды существенно влияют на процесс распространения, при этом не только временные, но и энергетические характеристики импульса будут зависеть от направления распространения в неоднородной атмосфере.

Введение

В статье рассмотрены особенности деформации и ослабления коротких оптических импульсов различной формы в резонансно поглощающей газовой атмосфере при их распространении по наклонным трассам.

Атмосферный объем моделировался плоскостой неоднородной средой, параметры которой менялись в соответствии со стандартными статистическими моделями атмосферы. Толщина атмосферного слоя составляла 10 км. В качестве резонансно поглощающей компоненты среды рассматривался атмосферный водяной пар. В расчетах учитывалось изменение формы, ширины и центральной частоты линии поглощения, а также концентрации водяного пара с высотой. При этом аналогичные изменения претерпевала и резонансная часть показателя преломления среды, обусловленная наличием резонансно поглощающего газа. Нерезонансная составляющая показателя преломления рассчитывалась по формуле [1]

$$n_0(h) = 1 + 58,2 \cdot 10^{-6} (1 + 7,52 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2}) p(h) / T(h), \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения в мкм; $p(h)$, $T(h)$ — давление (Торр) и температура среды, К.

Анализ трансформации характеристик импульсов в процессе их распространения проводился на основе уравнений Максвелла-Блоха для квазиплоской волны в приближениях геометрической оптики и малой площади импульса. В данном случае задача распространения внутри i -го слоя слоистой неоднородной среды описывается системой уравнений

$$\left[\cos \theta_i \frac{\partial}{\partial h} + \frac{n_{0i}}{c} \left(1 - \frac{h}{\omega} \frac{\partial K_i}{\partial t} \right) \frac{\partial}{\partial t} \right] \epsilon_k = 2\pi i k \int_{-\infty}^{\infty} P_k(\Delta') g(\Delta - \Delta') d\Delta'; \quad (2a)$$

$$\psi_i = \psi_{i-1} + \omega t - K_i \cdot h; \quad (2б)$$

$$[n_{0, i-1} + n_{r, i-1}(t)] \cdot \sin \theta_{i-1}(t) = [n_{0, i} + n_{ri}(t)] \cdot \sin \theta_i(t), \quad (2в)$$

$$\mu(h) \frac{\partial P_k}{\partial t} = -\gamma P_k + i\epsilon_k. \quad (2г)$$

Здесь поле представлено в виде $E = \text{Re}[\epsilon_k e^{i\psi}]$; где $\epsilon_k = \epsilon_0 e^{i\psi}$ — комплексная медленно меняющаяся амплитуда; ψ — быстро меняющаяся фаза оптической волны; θ_i — угол между направлением распространения волны в i -м слое и нормалью к границе раздела слоев; h — координата вдоль этой нормали; n_{ri} — резонансная часть показателя преломления слоя, пропорциональная мнимой части отношения правой части (2 а) к напряженности оптического поля ϵ_k , $\gamma = 1 - i(\Delta - K_i h) T_2(h)$; $K_i = kn_{0i} / \cos \theta_i$, $\mu = T_2(h) / \tau_{\Pi}$, τ_{Π} — длительность импульса; T_2 — время фазовой памяти среды; $k = \omega / c$; Δ — величина отстройки от резонанса.

Система уравнений (2) должна быть дополнена соответствующими начальными условиями и условиями на границах между слоями. Отметим, что соотношения (2 б), (2 в), отражающие суть используемой модели, вытекают из этих граничных условий.

2. Особенности резонансной рефракции при распространении коротких оптических импульсов

Под резонансной рефракцией будем понимать изменение направления распространения пучка излучения, обусловленное наличием резонансно взаимодействующей компоненты среды.

Рассмотрим особенности преломления коротких оптических импульсов на границах раздела слоев слоисто-неоднородной резонансно-поглощающей атмосферы. Пусть, для простоты, импульс имеет ступенчатую форму, а линия поглощения однородно уширена. Тогда из (2. в), (2. г) с учетом начальных условий и того, что для атмосферы, как правило, $n_{0i} \gg n_{ri}$, следует

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_{i-1}} = \frac{n_{0, i-1}}{n_{0i}} + \frac{1}{n_{0i}} \left[n_{st, i-1} - \frac{n_{0, i-1}}{n_{0i}} \cdot n_{st, i} \right] \{1 - \exp(-(t - t_0)/T_2)\} \times \\ \times [\cos [\Delta(t - t_0)] + \sin [\Delta(t - t_0)]/\Delta T_2], \quad (3)$$

где t_0 — момент прихода импульса на границу раздела слоев; $n_{st, i}$ — величина резонансной части показателя преломления i -го слоя, измеренная при воздействии монохроматического излучения.

Поскольку для модельной атмосферы $n_{0, i-1}/n_{0i} - 1 \ll 1$, из (3) следует, что вариации угла преломления, обусловленные присутствием резонансно поглощающего газа, симметричны относительно отстройки от резонанса, но меняют знак при инверсии направления распространения. Кроме того, угол рефракции меняется со временем в начальный период взаимодействия $\leq T_2$ вследствие запаздывания отклика резонансной системы.

При дальнейшем распространении волны в однородном слое среды временные вариации угла преломления будут вызывать зависящую от времени угловую расходимость пучка. Однако вследствие малой величины резонансной рефракции [2] оптическую волну по-прежнему можно считать квазиплоской, и наиболее существенным следствием этого явления будет модуляция фазы волны в соответствии с (2. б). Возникающее при этом смещение частоты импульса может быть значительным, поскольку $K_i \cdot h \gg 1$.

3. Результаты численных расчетов

Исследование решения системы (2) проводилось численными методами. Схема аппроксимации была аналогична использованной ранее [3].

Оптический импульс моделировался плоской когерентной волной, огибающая которой на входе в среду имела вид

$$\varepsilon_k(0, t) = \begin{cases} [\sin(\pi t/\tau_n)]^q, & t \in [0, \tau_n], \\ 0, & t > \tau_n. \end{cases}$$

В зависимости от величины параметра q форма импульса менялась от квазипрямоугольной до квазигауссовой.

Прошедшая энергия оптического импульса при его распространении в резонансно поглощающей атмосфере, нормированная на начальное значение

Направление распространения	$\Delta, \text{см}^{-1}$			$\tau_n, \text{см}$	q
	0,1	-0,1	0		
Снизу вверх	0,0796	0,0760	0,0317	30	4
	0,0609	0,0561	0,0094	30	1
	0,5949	0,5966	0,5935	3	1
	0,0191	0,0148	$3,62 \cdot 10^{-5}$	100	1
Сверху вниз	0,0164	0,0411	0,0227	30	4
	0,0083	0,0284	0,0130	30	1
	0,5856	0,5911	0,5863	3	1
	0,0139	0,0098	$4,15 \cdot 10^{-5}$	100	1

Ниже представлены результаты расчетов $\varepsilon = \text{Re} \varepsilon_k$ для $\lambda = 1,315$ мкм модели летней среднеширотной атмосферы при начальном угле падения $\theta = 40^\circ$. На рис. 1, 2 показана деформация формы прошедшего импульса в зависимости от направления распространения, величины параметров q и Δ . Видно, что эта деформация определяется главным образом направлением распространения: в направлении сверху вниз происходит заметная стохастизация формы импульса, отсутствующая при распространении в обратном направлении. Из рис. 1, 2 также следует, что и энергия прошедшего импульса

зависит от направления распространения (см. также таблицу). Вышеуказанная зависимость обусловлена девиацией несущей частоты при резонансной рефракции, при этом в одном случае смещение частоты происходит в основном к центру линии, а при инверсии направления распространения — к крылу линии поглощения.

Отметим, что представление решения (2) в виде интеграла Фурье не позволяет учесть девиацию частоты за счет резонансной рефракции, энергия импульса при этом не зависит от направления распространения [4].

Несимметричный характер изменений относительно знака отстройки, а также зависимость параметров импульса от направления распространения при нулевой отстройке обусловлены учетом сдвига центра линии поглощения давлением воздуха. Расчеты, проведенные без учета этого фактора, подтверждают данный вывод.

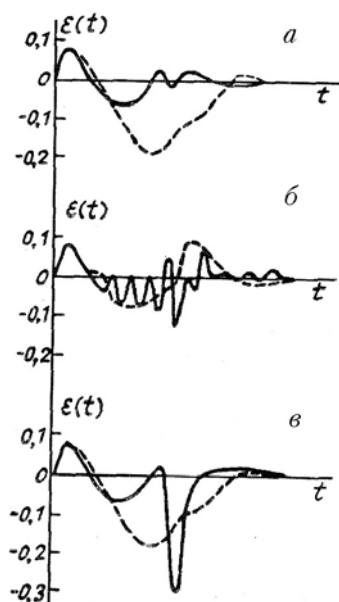


Рис. 1. Зависимость формы оптического импульса от направления распространения: сплошная кривая — направление сверху вниз, штриховая — снизу вверх при $q = 1$; $\tau_{и} = 30$ см; $\Delta = 0,1$ см⁻¹ (а); $\Delta = 0$ (б), $\Delta = -0,1$ см⁻¹ (в)

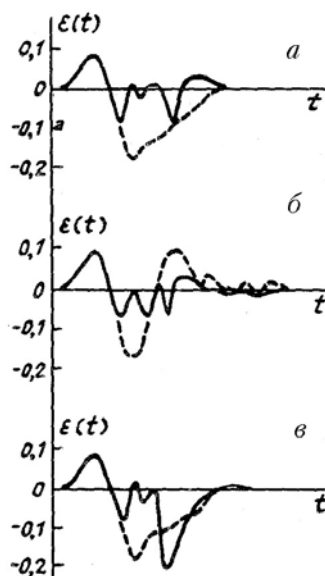


Рис. 2. Зависимость формы оптического импульса от направления распространения: сплошная кривая — направление сверху вниз, штриховая — снизу вверх при $q = 4$; $\tau_{и} = 30$ см; $\Delta = 0,1$ см⁻¹ (а); $\Delta = 0$ (б); $\Delta = -0,1$ см⁻¹ (в)

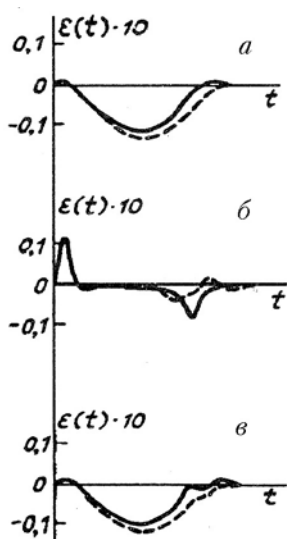


Рис. 3. Деформация формы импульса в резонансно поглощающей атмосфере: сплошная кривая — направление распространения сверху вниз, штриховая — снизу вверх при $q = 1$; $\tau_{и} = 100$ см; $\Delta = 0,1$ см⁻¹ (а); $\Delta = 0$ (б); $\Delta = -0,1$ см⁻¹ (в)

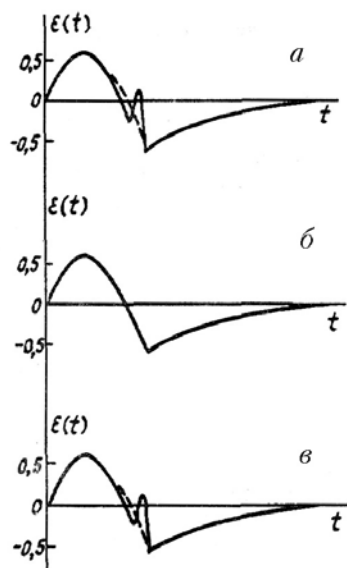


Рис. 4. Деформация формы импульса в резонансно поглощающей атмосфере: сплошная кривая — направление распространения сверху вниз, штриховая — снизу вверх при $q = 1$; $\tau_{и} = 3$ см; $\Delta = 0,1$ см⁻¹ (а); $\Delta = 0$ (б); $\Delta = -0,1$ см⁻¹ (в)

Как отмечалось в [3], нестационарные искажения импульса в условиях резонансного поглощения на горизонтальных трассах наиболее существенны при $\mu \sim 1$. Рис. 3, 4 и таблица показывают, что этот же вывод справедлив и для наклонных трасс, когда к резонансному поглощению добавляется резонансная рефракция. При этом с уменьшением длительности импульса так, что $\mu \gg 1$, исчезает зависимость временных и энергетических параметров импульса от величины отстройки, а следовательно, и от сдвига центра линии поглощения давлением воздуха (см. также [4]).

1. Распространение лазерного излучения в атмосфере /Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. С. 20.
2. Елисеевни В. А. //Радиотехника и электроника. 1968. Т. 13. № 2. С. 344–346.
3. Кабанов М. В., Кистенев Ю. В., Пономарев Ю. Н. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 3. С. 242–244.
4. Кабанов М. В., Кистенев Ю. В., Пономарев Ю. Н. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 173–179.

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Институт оптики атмосферы СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
23 октября 1990 г.

M. V. Kabanov, Yu. V. Kistenev, Yu. N. Ponomarev. Peculiarities of the Short Optical Pulses Propagation in Resonantly Absorbing Atmosphere. Pt. 2. Slant Paths.

The paper presents an analysis of the peculiarities of short optical pulses propagation through slant paths for the model of a plane stratified inhomogeneous medium in the geometrical optics approach. It was shown that the resonant medium response inertia greatly influences on the propagation process, so that both time and energy characteristics of the pulse depend on the direction of propagation.