

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

ДЕФОРМАЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ НА НАКЛОННЫХ АТМОСФЕРНЫХ ТРАССАХ

В работе представлен анализ деформации когерентных оптических импульсов гауссовой формы и различной длительности при резонансном поглощении на наклонных атмосферных трассах. Атмосферный объем моделировался плоскослоистой неоднородной средой. В качестве резонансно поглощающего газа рассматривался водяной пар ($\lambda = 0,69438$ мкм). Расчет поля волны в среде проводился в приближении геометрической оптики. В работе показано, что деформация импульса в среде может быть значительной и зависит от совокупности следующих параметров задачи: направления распространения, угла падения, отстройки от резонанса, первоначальной длительности импульса.

Введение

Деформация оптических импульсов при распространении по наклонным трассам в спектральной области селективного поглощения атмосферы имеет ряд особенностей, обусловленных изменением оптических свойств среды вдоль канала распространения. Например, энергетические потери в резонансной среде определяются отношением ширины линии поглощения γ к ширине спектра излучения $S_{\text{ш}}$ [1] и, следовательно, будут меняться вследствие сужения контура линии поглощения с высотой. Сдвиг центра линии поглощения атмосферных газов давлением воздуха также может приводить к заметному изменению коэффициента поглощения среды с высотой [2]. Специфика наклонных трасс проявляется не только в изменении энергетических параметров пучка. Например, атмосферная рефракция в спектральной области селективного поглощения может приводить к существенным искажениям временных характеристик излучения [3, 4]. Отметим, что вышеперечисленные эффекты, как правило, рассматриваются с точки зрения изменения локальных оптических параметров среды [2, 5], а в задачах распространения — для узкополосных источников излучения, когда $S_{\text{ш}}/\gamma \ll 1$ [3,6].

В данной работе представлен анализ деформации когерентных оптических импульсов гауссовой формы и различной длительности при резонансном поглощении на наклонных атмосферных трассах.

Атмосферный объем моделировался плоско-слоистой неоднородной средой, параметры которой менялись в соответствии со стандартными статистическими моделями атмосферы [7]. Толщина атмосферного слоя была выбрана равной 10 км. В качестве резонансно поглощающего газа рассматривался атмосферный водяной пар ($\lambda = 0,69438$ мкм). 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 составляющая показателя преломления среды в соответствии с соотношениями Крамерса-Кронига [3]. Нерезонансная составляющая показателя преломления рассчитывалась по следующей формуле [8]:

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

где λ — длина волны излучения в мкм; $P(\mathbf{r})$, $T(\mathbf{r})$ — давление в торр и температура среды в Кельвинах. Учет нерезонансных потерь тривиален и здесь не рассматривается.

2. Модель процесса распространения

В приближении геометрической оптики поле излучения в среде можно описать выражением

$$E(t, \mathbf{r}(s)) = \frac{\exp(i\omega t)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(0, \nu) \exp \left\{ -ik \int_0^s [n_0(s') + 2\pi S_0 N(s') \cdot G(\nu, s')] ds' + i\nu t \right\} d\nu, \quad (1)$$

где $\epsilon(0, \nu)$ — Фурье-образ медленно меняющейся комплексной амплитуды поля на входе в среду; ω — несущая частота поля; S_0 — интенсивность линии резонансно поглощающего газа на единицу его концентрации $N(\mathbf{r})$; функции $\text{Im}G(\nu, \mathbf{r})$, $\text{Re}G(\nu, \mathbf{r})$ описывают форму линии поглощения и резонансную часть показателя преломления среды (область аномальной дисперсии) соответственно. Интегрирование в показателе экспоненты в (1) ведется вдоль вещественного луча, определяемого характеристиками уравнения для эйконала волны ψ :

$$\nabla \psi(\nu, \mathbf{r}) = n_0(\mathbf{r}) + 2\pi S_0 N(\mathbf{r}) \operatorname{Re} G(\nu, \mathbf{r}), \quad (2)$$

решение которого в данном случае выражается законом Снеллиуса [9].

Выражение (1) с учетом (2) справедливо для функций $\epsilon(\mathbf{r}, \nu)$ с финитным спектром, сосредоточенным в малой окрестности ω (условие медленно меняющихся амплитуд); в пренебрежении дифракционными эффектами (см., например, [10]). Кроме того, должно выполняться следующее условие [11]

$$|S_0 N(\mathbf{r}) \operatorname{Im} G(\nu, \mathbf{r})| \ll n_0(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Отметим, что в (1) пренебрегается слабой зависимостью интенсивности линии поглощения от температуры среды, поскольку изменение интенсивности рассматриваемого перехода H_2O на 10-км толще атмосферы для условий лета средних широт по этой причине составляет $\sim 6\%$, в то время как изменение концентрации при этом составляет $\sim 190\%$.

3. Качественный анализ процесса распространения

Рассмотрим характерные особенности, которые следуют из (1) для случая неоднородной резонансно поглощающей атмосферы.

Время прохождения трассы длиной L квазимонохроматическим волновым пакетом ($S_H/\gamma \ll 1$) определяется выражением (см., например, [12])

$$\tau \equiv \int_0^L \frac{ds}{V_g(s)} = \int_0^L \frac{n_0(s) ds}{c} + \frac{\nu}{c} \int_0^L \frac{\partial n_p(\nu, s)}{\partial \nu} ds, \quad (4)$$

где V_g — групповая скорость импульса в среде, n_p — резонансная часть показателя преломления среды; S — лучевая координата. В условиях наклонных атмосферных трасс пространственное положение лучей для различных спектральных компонент импульса будет зависеть от частоты вследствие рефракции, т.е. $s = s(\nu)$. На рис. 1 представлены результаты расчета мнимой части фазовой функции в (1), определяющей набег фазы различных спектральных компонент импульса. Из рисунка видно, что время прохождения наклонной трассы волновым пакетом (точнее, его максимумом) зависит как от угла падения, так и от направления распространения. Это происходит потому, что при распространении сверху вниз атмосферная рефракция уменьшает частотный градиент функции $\int_0^L n_p(\nu, s(\nu)) ds(\nu)$, обусловленный зависимостью $n_p = n_p(\nu)$, а при распространении в обратном направлении — частотный градиент возрастает.

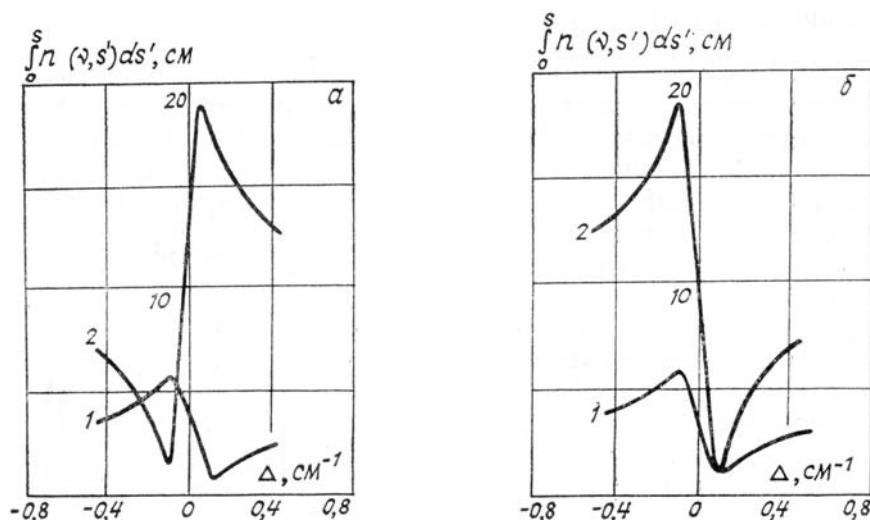


Рис. 1. Зависимость оптического пути на наклонной атмосферной трассе от частоты ν ; модель — лето средних широт [3]: 1 — $\Theta = 0$, 2 — $\Theta = 40^\circ$; а — направление сверху вниз, б — снизу вверх

Для импульсов с произвольной шириной спектра асимптотику интеграла в (1) при больших s можно получить, например, методом стационарной фазы [13], поскольку при этом основной вклад в интеграл дают стационарные точки фазовой функции ν_i , в которых

$$\varphi(\nu, s) \equiv \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \nu} \int_0^s \nu n_p(\nu, s') ds' = \frac{1}{c} \int_0^s n_o(s') ds' - t. \quad (5)$$

Из рис. 2 следует, что количество стационарных точек определяется шириной спектра импульса $S_{\text{ш}}$ и величиной отстройки от резонанса. При наличии двух и более стационарных точек возможно появление осциллирующей структуры огибающей интенсивности импульса $I(t, \mathbf{r})$ вследствие интерференции вкладов от различных стационарных точек.

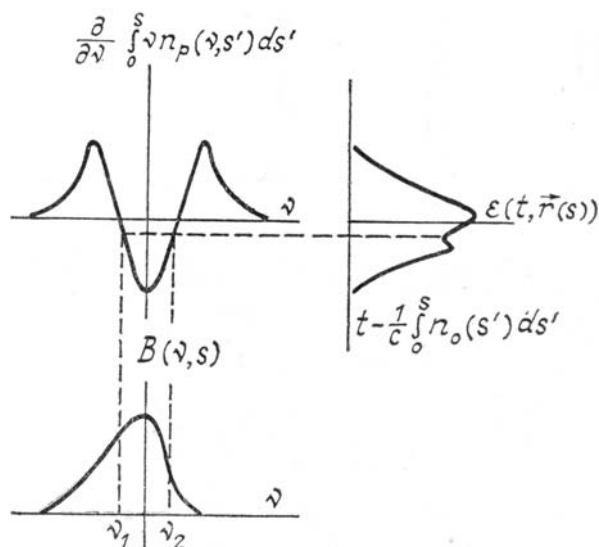


Рис. 2. К асимптотической оценке интеграла в (1) (пояснения см. в тексте). Здесь

$$B(\nu, s) = \epsilon(\nu, 0) \cdot \exp[-2ik\pi S_0 \int_0^s N(s') \cdot \text{Im} G(\nu, s') ds']$$

Из рис. 2 видно, что длительность импульса в среде определяется величиной $\max_{\nu}(\varphi(\nu, s)) - \min_{\nu}(\varphi(\nu, s))$, следовательно, при распространении сверху вниз с ростом угла падения длительность импульса будет уменьшаться по сравнению со случаем вертикального распространения, а при распространении в обратном направлении — увеличиваться.

4. Результаты численного расчета

Вычисление функции $G(\nu, s)$ с учетом трансформации контура линии с высотой проводилось методом Симпсона с поправочным членом по Рунге [14]. Затем подынтегральная функция в (1) заменялась периодической с периодом, существенно превышающим носитель $\epsilon(0, \nu)$, и после дискретизации подынтегрального выражения соответствующий ряд Фурье вычислялся с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье.

На рис. 3,а, 4,а представлены результаты расчета деформации когерентного гауссова импульса в среде при различных отстройках от резонанса в условиях, когда $S_{\text{ш}}/\gamma(0) = 0,3$. При отстройке $\Delta = \gamma(0) = 0,1 \text{ см}^{-1}$ в приземном слое равна групповая скорость импульса фазовой, при этом форма импульса не должна искажаться. Однако для этой отстройки при $h > 0$ среда имеет нормальную частотную дисперсию вследствие сужения контура линии поглощения с возрастанием высоты. В целом это приводит к смещению максимума импульса к заднему фронту. Для $\Delta = 0$ среда имеет аномальную частотную дисперсию области, где расположены спектральные компоненты импульса, для всего 10-км слоя. При этом $V_g(\mathbf{r}) > n_0(\mathbf{r})/c$, и максимум импульса смещается к переднему фронту. Отметим, что с возрастанием высоты отношение $S_{\text{ш}}/\gamma(h)$ увеличивается, и выводы, основанные на использовании понятия групповой скорости, носят лишь качественный характер [12]. И рисунков видно, что форма импульса очень чувствительна к изменению направления распространения: при распространении сверху вниз с возрастанием угла падения форма импульса стремится к первоначальной, а при распространении в обратном направлении — искажается еще сильнее.

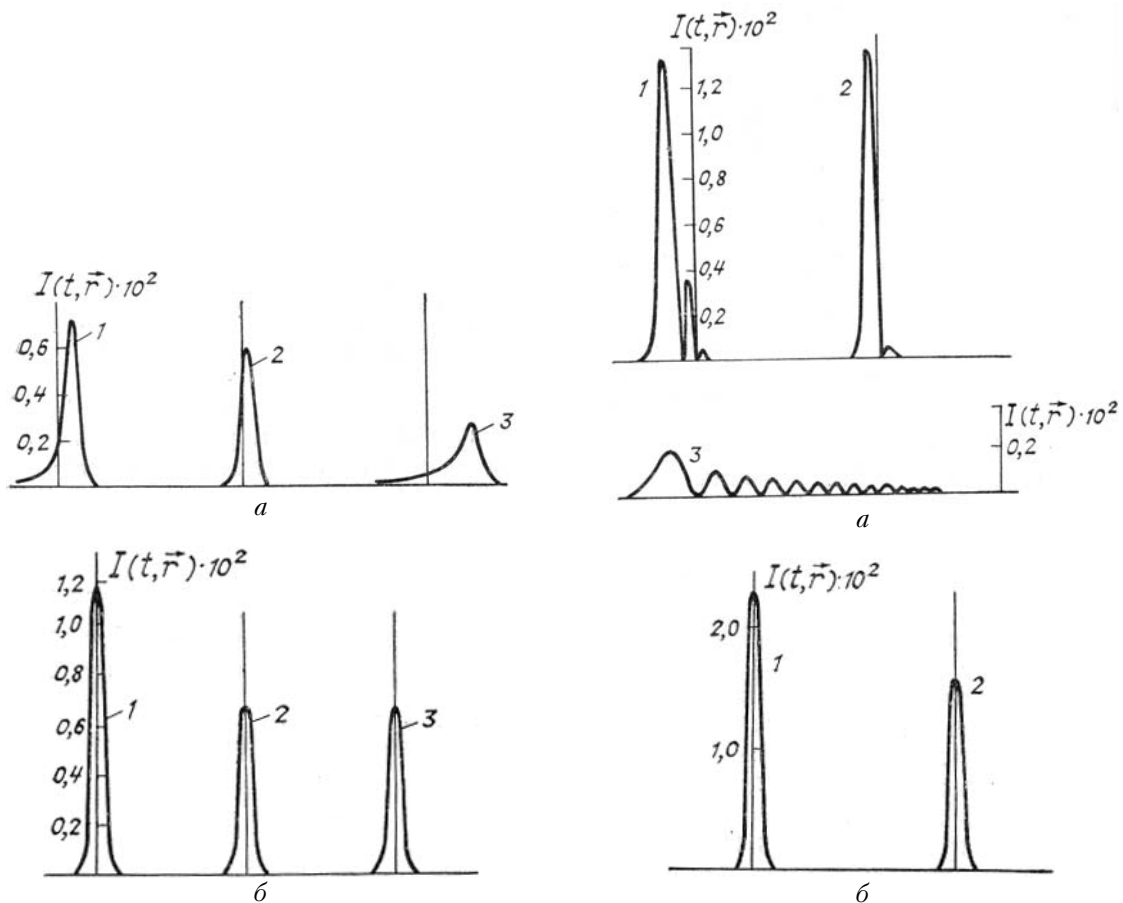


Рис. 3. Деформация когерентного (а) и некогерентного (б) гауссовых импульсов при распространении на наклонной атмосферной трассе; модель — лето средних широт; $\Delta = -0,1 \text{ см}^{-1}$, $\tau_{\text{и}} = 30 \text{ см}$; 1 — $\Theta = 0$; 2 — $\Theta = 40^\circ$, направление сверху вниз; 3 — $\Theta = 40^\circ$ снизу вверх; $I(t, 0)_{\text{max}} = 0,767$, $\tau_{\text{и}} = 1/S_{\text{и}}$

Рис. 4. Деформация когерентного (а) и некогерентного (б) гауссовых импульсов при распространении на наклонной атмосферной трассе, модель — лето средних широт, $\Delta = 0$, $\tau_{\text{и}} = 30 \text{ см}$: 1 — $\Theta = 0$; 2 — $\Theta = 40^\circ$, направление сверху вниз; 3 — $\Theta = 40^\circ$ снизу вверх; $I(t, 0)_{\text{max}} = 0,767$

Влияние турбулентности на характеристики импульсного излучения можно оценить следующим образом. При распространении в случайно-неоднородной среде происходит снижение когерентности оптической волны, которую при этом можно представить в виде суперпозиции полностью когерентной и полностью некогерентной составляющих [15]. Из рис. 3, б, 4, б видно, что форма некогерентной составляющей не меняется при распространении. Вообще говоря, для рассматриваемых условий влияние турбулентности на характеристики импульса мало (см. например, [16]).

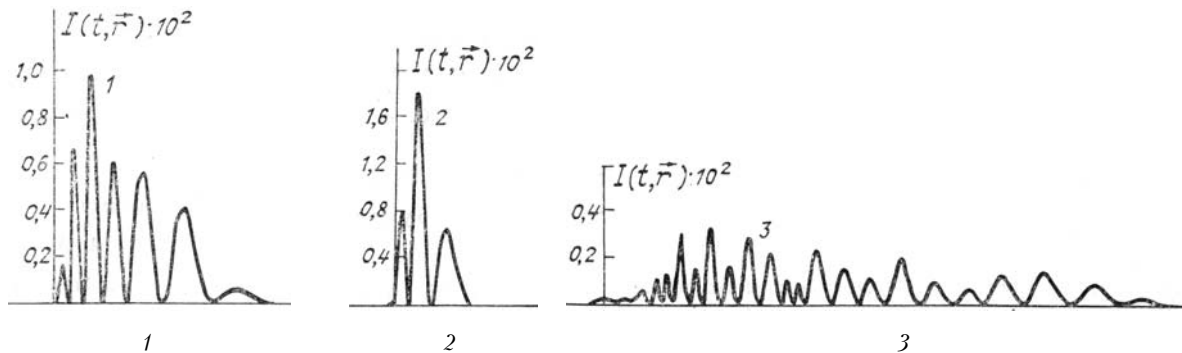


Рис. 5. Деформация когерентного гауссова импульса при распространении на наклонной атмосферной трассе, модель — лето средних широт, $\Delta = 0$, $\tau_{\text{и}} = 3 \text{ см}$; 1 — $\Theta = 0$; 2 — $\Theta = 40^\circ$, направление сверху вниз; 3 — $\Theta = 40^\circ$, снизу вверх; $I(t, 0)_{\text{max}} = 0,767$

Расчеты показывают, что для условий, когда $S_{\text{и}}\gamma(0) > 1,0$, форма импульса мало зависит от величины отстройки. В качестве примера на рис. 5 представлен расчет формы импульса для

$S_{\text{н}}/\gamma(0) = 3,0$, $\Delta = 0$, Видно, что в данном случае осциллирующая структура более выражена. Поскольку максимальная интенсивность $I(t, \mathbf{r})$ на рис. 3–5 примерно одинакова, энергетические потери в среде обратно пропорциональны количеству пиков осциллирующей структуры $I(t, \mathbf{r})$.

Отметим, что все характерные особенности трансформации формы импульса, полученные в расчетах, хорошо согласуются с предсказаниями качественного анализа п. 3.

Выявленные выше закономерности деформации когерентных оптических импульсов необходимо учитывать при анализе задач распространения, при выборе оптимальных условий для зондирования газовых примесей атмосферы на наклонных трассах.

Авторы выражают благодарность И.П. Лукину за полезные обсуждения.

1. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир. 1978. 223 с.
2. Zuev V.V., Ponomarev Yu.N., Solodov A.M. et al. //Optics Lett. 1985. V. 10. №7. P. 318–320.
3. Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. //Известия вузов. Физика. 1987. № 8. С. 21–25.
4. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. //Известия АН СССР» ФАО. 1988. Т. 24. № 5. С. 566–568.
5. Войцеховская О.К., Макушкин Ю.С., Маричев В.Н. и др. //Известия вузов. Физика. 1977. № 1. С. 62–70.
6. Лопасов В.П., Макушкин Ю.С., Мицель А.А., Пономарев Ю.Н. // Известия вузов. Физика. 1978. № 2. С. 7–12.
7. Kneizys F.X., Shettle F.P., Gallery W.O. et al. //Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code Lowtran 5 //Environment Res. Paper, AFGL– TR-80-0067. 1980. № 697.
8. Распространение лазерного излучения в атмосфере /Под ред. Д. Стробена, М.: Мир. 1981. С. 20.
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука. 1979. С. 234.
10. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред, М.: Наука. 1980. С. 86.
11. Кравцов Ю.А. //Известия вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1283–1304.
12. Crisp M.D. //Phys. Rev. 1970. V. A1. № 6. P. 1604–1611; 1971. V. A4. № 5. P. 2104–2108.
13. Федорюк М.Б. Метод перевала. М.: Наука. 1977. 368 с.
14. Плис А.И., Сливина Н.А. Лабораторный практикум по высшей математике. М.: Высшая школа. 1983. 208 с.
15. Москалев В.Д. Теоретические основы оптико-физических исследований. Л.: Машиностроение. 1987. С. 119.
16. Донченко В.А., Лугин Э.В. //Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ. 1980. С. 132–137.

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

Поступила в редакцию
12 сентября 1988 г.

M. V. Kabanov, Yu. V. Kistenev, Yu. N. Ponomarev. Coherent Optical Pulses Deformation under Resonance Absorption at Inclined Atmospheric Routes.

The paper presents the gaussian form and various duration coherent optical pulses deformation analysis under resonance absorption at inclined atmospheric routes.

The atmosphere was modeled by nonhomogeneous plane stratified medium. We considered the water vapour as the resonance absorbing gas component of the atmosphere (at $\lambda = 0,69438 \text{ mkm}$). The calculation of the optical wave field in the medium was made at the geometrical optics approach. It is shown that deformation of the pulse in the medium can be considerable and it defines by the following parameters: the direction and angle of the propagation, the detuning from the resonance, the initial duration of the pulse.