

**Ю.В. Кистенев, В.А. Филимонова**

## **ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРОВ В АТМОСФЕРЕ**

Анализируются особенности ослабления лазерных импульсов при распространении по наклонным и вертикальным атмосферным трассам в резонансно поглощающей атмосфере. Атмосферный объем моделировался плоскостистой средой. В расчетах учитывалось изменение формы, ширины, центральной частоты линии поглощения, а также концентрации поглощающего газа с высотой. Исследовались зависимость пропускания среды от направления распространения излучения, а также влияние на эту величину сдвига центра линии поглощения давлением воздуха. Оценки получены для лазеров, имеющих линии генерации в области поглощения атмосферного водяного пара.

Выбор в качестве резонансно поглощающей компоненты атмосферного водяного пара обусловлен тем, что его динамика в атмосфере во многом определяет условия погодообразования, и в силу этого водяной пар является традиционным объектом лазерного зондирования. Кроме того, водяной пар обладает развитым спектром, имеющим обширные области поглощения в видимом и ИК-диапазонах.

В статье приведены оценки пропускания атмосферы при распространении по наклонным и вертикальным трассам излучения импульсных лазеров, которые имеют линии генерации в области поглощения атмосферного водяного пара: лазеров на кристалле рубина, алюмоиттриевом гранате, углекислом газе и на атомарном йоде. Оценки получены для условий линейного взаимодействия оптического излучения со средой.

Новым в постановке данной задачи по сравнению со стандартными характеристиками пропускания [1] является учет различных эффектов нестационарности взаимодействия, включая нестационарную рефракцию [2,3] (т.е. изменение направления распространения пучка в неоднородной среде, когда показатель преломления среды меняется во времени вследствие нестационарности взаимодействия), а также сдвига линии поглощения давлением воздуха. Оценки влияния последнего фактора на пропускание атмосферы при распространении в ней монохроматического излучения получены в работе [4], аналогичные оценки для импульсного излучения на основе анализа соответствующей задачи распространения с помощью преобразования Фурье представлены в [5].

В [2] впервые было показано, что при распространении коротких оптических импульсов по наклонным атмосферным трассам в условиях резонансного поглощения среды характеристики прошедшего излучения могут зависеть от направления распространения. Причиной этого являются временные вариации угла рефракции пучка излучения, обусловленные нестационарностью его взаимодействия со средой. Как следствие, фазовый набег спектральных компонент излучения, а в конечном итоге форма импульса, будет сложным образом зависеть от структуры неоднородности среды. В частности, форма прошедшего импульса меняется при смене направления распространения на обратное.

Непосредственный анализ этой же задачи в пространственно-временной области [3] показал, что такой подход является более корректным по сравнению с методом преобразования Фурье, поскольку возникающая за счет нестационарной рефракции дополнительная (по сравнению с однородной средой) фазовая модуляция импульса не может быть учтена в частотной области. Учет последней, как показано в [3], приводит к зависимости пропускания среды от направления распространения. Ниже использован подход, развитый в [3].

Поскольку атмосферный водяной пар практически весь сосредоточен в тропосферном слое, толщина атмосферного слоя в расчетах была выбрана равной 10 км. Очевидно, для таких высот неоднородную атмосферу можно моделировать плоскостистой неоднородной средой,

параметры которой соответствовали стандартным статистическим моделям [6]. В расчетах учитывалось изменение формы, ширины, частотного сдвига линии поглощения, а также концентрации резонансной компоненты с ростом высоты. При этом аналогичные изменения претерпевала и резонансная составляющая показателя преломления среды в соответствии с соотношениями Крамерса–Кронига. Нерезонансная составляющая показателя преломления воздуха рассчитывалась по следующей формуле [7]:

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

где  $\lambda$  – длина волны излучения, мкм;  $P(h)$  – давление, Торр;  $T(h)$  – температура среды, К. Учет нерезонансных потерь тривиален и здесь не выполняется.

Задача распространения для квазиплоской волны описывалась системой модифицированных уравнений Максвелла–Блоха (МУМБ) (данная модификация стандартных УМБ была получена в [3]), которые в  $j$ -м слое среды имеют вид

$$\cos \theta_j \frac{\partial E_j}{\partial h} = 2\pi ik N_j d \int_{-\infty}^{\infty} P_j(\Delta') g(\Delta_j - \Delta') d\Delta'; \quad (1a)$$

$$\frac{\partial P_j}{\partial \eta} = -\gamma_j P_j - i \kappa E_j; \quad (1б)$$

$$\psi_j = \psi_{j-1} + \omega t - K_j h, \quad (1в)$$

где  $E_j$  – комплексная амплитуда оптического импульса;  $\psi_j$  – быстро меняющаяся фаза оптической волны;  $P_j$  – комплексная поляризация среды;  $\theta_j$  – угол распространения волны относительно нормали к слоям среды;  $h$  – координата вдоль этой нормали;  $d$  – дипольный момент перехода;  $N_j$  – концентрация резонансных частиц;  $\kappa = 2d/\hbar$ ;  $\gamma_j = 1/T_{2j} - i(\Delta_j - z \partial K_j / \partial \eta)$ ;  $K_j = n_0 k / \cos \theta_j$ ;  $k = \omega/c$ ;  $T_{2j}$  – время фазовой памяти среды;  $\Delta_j$  – отстройка от резонанса;  $g(\Delta)$  – функция, описывающая неоднородное уширение линии резонансного поглощения резонансной компоненты среды;  $\eta = (t - zn_0/c)$ ;  $z = h/\cos \theta_j$ ;  $n_{0j}$  – нерезонансная часть показателя преломления среды.

Зависимость  $\Delta_j$  от пространственной координаты обусловлена учетом сдвига центра линии поглощения  $H_2O$  давлением воздуха. Температурная зависимость коэффициента сдвига может быть представлена в виде [8]

$$\Gamma(T) = \Gamma(T_0) (T/T_0)^l,$$

где  $\Gamma(T_0)$  – коэффициент сдвига, определенный при нормальных условиях;  $l$  – показатель температурной зависимости, который для различных линий  $H_2O$  меняется от 0,17 до 1,14. Для среднего значения  $l \sim 0,9$  поправка к коэффициенту сдвига на 10-ти км трассе будет составлять величину  $\sim 20\%$ . Учитывая, что точность расчетов и измерений коэффициента сдвига составляет примерно такую же величину и то, что сдвиг за счет давления, как правило, превышает сдвиг, обусловленный изменением температуры, температурной зависимостью коэффициента сдвига в первом приближении можно пренебречь.

Граничное условие аналогично закону Снеллиуса, справедливому для оптически прозрачных сред, и имеет следующий вид:

$$[n_{0,j-1} + n_{r,j-1}] \sin \theta_{j-1} = [n_{0j} + n_{rj}] \sin \theta_j. \quad (1г)$$

Здесь  $n_{rj}$  – резонансная часть показателя преломления среды, которая пропорциональна мнимой части отношения индуцированной поляризации к напряженности поля оптической волны. Отметим, что в силу малости  $n_{rj}$  по сравнению с  $n_{0j}$  в левой части (1а) можно использовать угол распространения  $\theta_{0j}$ , рассчитанный из стандартного закона Снеллиуса, записанного без учета  $n_{rj}$ . Аналогично  $z = h/\cos \theta_{0j}$ .

Отличия системы (1) от стандартных УМБ [9] связаны с учетом неоднородности среды.

Система (1) решалась численно. При  $T_{2j}/\tau_p < 1$  ( $\tau_p$  – длительность импульса) материальное уравнение (1б) становится сингулярно возмущенным и погрешность стандартных разностных методов в переходной области  $\eta/T_{2j} < 1$  (так называемом пограничном слое) резко возрастает. В связи с этим аппроксимацию уравнения (1б) необходимо проводить или на неравномерной адаптивной сетке, что в данном случае неудобно, или использовать алгоритмы, обладающие свойством равномерной сходимости. Среди последних в расчетах использовался метод экспоненциальной подгонки [10]. Уравнение (1а) аппроксимировалось по схеме трапеций.

Начальная форма импульса имела вид

$$\begin{aligned} E(0, t) &= [\sin(\pi t/\tau_p)]^q, & t \in [0, \tau_p], \\ E(0, t) &= 0, & t \notin [0, \tau_p] \end{aligned}$$

и в зависимости от величины параметра  $q$  менялась от квазигауссовой до квазипрямоугольной.

Приведем некоторые результаты расчетов пропускания атмосферы при распространении в ней по наклонным и вертикальным трассам оптических импульсов, генерируемых лазерами в случае совпадения линии их генерации с линией поглощения водяного пара.

Поставленные в табл. 2–5 оценки погрешности расчета пропускания среды в околорезонансной области  $\sigma$  вследствие неучета сдвига линии поглощения давлением воздуха получены следующим образом:

$$\sigma = [W(\Gamma) - W(\Gamma = 0)]/W(\Gamma),$$

где  $W(\Gamma)$  – прошедшая энергия импульса, рассчитанная при данном коэффициенте сдвига  $\Gamma$ .

*Область 0,69 мкм.* Здесь генерирует один из наиболее распространенных лазеров – лазер на кристалле рубина [6]. Важное его достоинство – плавная перестройка частоты путем изменения температуры кристалла. При температуре  $T = 300$  К длина волны излучения попадает в линию поглощения водяного пара ( $\lambda = 694,38$  нм). Эта линия используется для зондирования высотного профиля  $H_2O$ , и именно для нее в табл. 1 представлены результаты расчетов энергетического пропускания 10-км слоя среды в зависимости от направления распространения, формы и длительности импульса, отстройки от резонанса. Представленные результаты получены для модели летней среднеширотной атмосферы при начальном угле падения  $\theta = 40^\circ$ .

Таблица 1

Энергетическое пропускание импульса рубинового лазера (поглощающий газ –  $H_2O$ ,  $h = 10$  км, лето средних широт,  $\theta_0 = 40^\circ$ ,  $\nu = 14401,34$  см<sup>-1</sup>)

Направление распространения	$\Delta$ , см <sup>-1</sup>			$\tau_p$ , нс	$q$	$\Gamma$ , см <sup>-1</sup> /Торр
	-0,1	0	0,1			
↑	0,576	0,490	0,582	1	4	$0,223 \cdot 10^{-4}$ →,←
	0,549	0,391	0,561	1	1	
↓	0,535	0,475	0,535	1	4	$0,223 \cdot 10^{-4}$ →,←
	0,514	0,386	0,512	1	1	

*Область 1,064 мкм.* Одним из широко распространенных твердотельных лазеров, работающих в этой области, является лазер на алюмо-иттриевом гранате (АИГ) [11].

В полосу генерации  $9391\text{--}9397$  см<sup>-1</sup> этого лазера попадают 3 линии водяного пара с интенсивностью  $10^{-25}$  см/мол, которые на порядок сильнее линий  $CO_2$  и на 3 порядка сильнее линии  $O_2$  в этом диапазоне.

Расчеты были проведены для линий  $H_2O$  с частотой поглощения  $\nu_1 = 9391,95$  см<sup>-1</sup>,  $\nu_2 = 9392,50$  см<sup>-1</sup> с учетом экспериментально измеренного в ИОА СО РАН коэффициента сдвига линии поглощения  $H_2O$  давлением воздуха и с изменением направления распространения. Результаты расчетов пропускания для модели летней среднеширотной атмосферы при начальном угле падения  $\theta = 40^\circ$  представлены в табл. 2.

Таблица 2

Энергетическое пропускание импульса неодимового лазера (поглощающий газ –  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $h = 10$  км, лето средних широт,  $\theta_0 = 40^\circ$ ,  $\nu = 9391,95 \text{ см}^{-1}$ ,  $q = 4$ )

Направление распространения	$\Delta, \text{см}^{-1}$			$\tau_p, \text{нс}$	$\sigma, \% \text{ при } \Delta = 0$	$\Gamma, \text{см}^{-1}/\text{Торр}$
	-0,1	0	0,1			
↓	0,03379	0,0337	0,03378	1		0
↓	0,04586	0,03338	0,02193	1	0,3	$0,112 \cdot 10^{-4}$
↑	0,0859	0,0304	0,0859	1		0
↑	0,0853	0,0306	0,0867	1	0,7	$0,112 \cdot 10^{-4}$

*Область 10,6 мкм.* Лазеры на  $\text{CO}_2$  характеризуются большим кпд, высокими мощностями и энергиями непрерывного и импульсного режимов работы, широкой дискретной перестройкой от  $900$  до  $1100 \text{ см}^{-1}$  с шагом  $1-2 \text{ см}^{-1}$  по линиям колебательно-вращательных переходов в  $P$ - и  $R$ - ветвях полос  $00^\circ 1-10^\circ 0$ ;  $00^\circ 1-02^\circ 0$  при давлениях смеси меньше атмосферного либо плавной перестройкой при давлениях смеси  $5-6$  атм [12].

Основными поглощающими газами в области генерации  $\text{CO}_2$ -лазеров являются водяной пар и  $\text{CO}_2$ , причем водяной пар имеет для большинства переходов неселективный характер поглощения, а  $\text{CO}_2$  – резонансный. Для отдельных переходов наблюдается селективное поглощение  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{NH}_3$  и другими газами. В данной работе выбраны именно те переходы, для которых наблюдается резонансное поглощение  $\text{H}_2\text{O}$ :  $10R(22)$ ,  $9R(14)$  полосы  $00^\circ 1-10^\circ 0$  и  $9P(10)$  полосы  $00^\circ 1-02^\circ 0$ . Расчеты коэффициентов сдвигов для этих переходов были проведены в ИОА СО РАН (экспериментальных данных нет).

В табл. 3 приведены результаты расчетов характеристик поглощения для одного из переходов  $10R(22)$  с  $\lambda = 10,25$  мкм.

Таблица 3

Энергетическое пропускание импульса лазера на основе  $\text{CO}_2$  (поглощающий газ –  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $h = 10$  км, лето средних широт,  $\theta_0 = 40^\circ$ ,  $\nu = 977,43 \text{ см}^{-1}$ ,  $q = 4$ )

Направление распространения	$\Delta, \text{см}^{-1}$			$\tau_p, \text{нс}$	$\sigma, \% \text{ при } \Delta = 0$	$\Gamma, \text{см}^{-1}/\text{Торр}$
	-0,1	0	0,1			
↑	0,0864	0,0914	0,0864	1		0
	0,0922	$1,45 \cdot 10^{-5}$	0,0922	10		—
↑	0,169	0,0912	0,1705	1	0,2	$0,102 \cdot 10^{-4}$
	0,0885	$1,48 \cdot 10^{-5}$	0,0956	10	2,0	—
↓	0,170	0,0914	0,170	1		0
	0,0906	$1,45 \cdot 10^{-5}$	0,0906	10		—
↓	0,0972	0,0834	0,0739	1	9,6	$0,102 \cdot 10^{-4}$
	0,0872	$1,47 \cdot 10^{-5}$	0,094	10	1,3	—

*Область 1,315 мкм.* Перспективы практического использования йодного лазера, генерирующего излучение в узком интервале длин волн вблизи  $1,315$  мкм, в задачах атмосферной оптики обусловлены тем, что излучение этого лазера попадает в микроокно прозрачности атмосферы [13]. Лазер на парах атомарного йода по своим характеристикам занимает промежуточное положение между газовыми и твердотельными лазерами. Как газовый лазер, он обладает некоторыми важными свойствами  $\text{CO}_2$ -лазера, а по длине волны излучения и по способу накачки он подобен неодимовому лазеру. Как и в твердотельных лазерах на рубине и  $\text{Nd}^+$ , рабочий переход в йодных лазерах является запрещенным электродипольным переходом, что позволяет создавать значительную инверсную заселенность. Это ставит йодный лазер в ряд наиболее перспективных систем с высоким энергетическим выходом [6].

Основной вклад в коэффициент поглощения воздуха в спектральном участке  $1,315$  мкм дают слабые линии поглощения  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$  [14]. Однако содержание метана и углекислого

го газа в атмосфере мало, и их вкладом в поглощение по сравнению с водяным паром можно пренебречь [15]. Хотя частота лазерного излучения йодного лазера ( $\nu = 7603,14 \text{ см}^{-1}$ ) и находится в атмосферном окне прозрачности, водяной пар оказывает заметное воздействие на это излучение [16]. Отметим, что аналогичная ситуация наблюдается для HF-, DF- и CO<sub>2</sub>-лазеров [16].

В [16] приведен примерный процентный вклад крыльев некоторых линий H<sub>2</sub>O в поглощение на частоте  $7603,14 \text{ см}^{-1}$ . Поглощение на  $7603,14 \text{ см}^{-1}$  обусловлено только пятью линиями H<sub>2</sub>O, причем 55% дает линия с  $\nu = 7602,35 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому в данной работе кроме линии водяного пара с  $\nu = 7600,79 \text{ см}^{-1}$ , для которой уже был проведен анализ особенностей прохождения коротких оптических импульсов по наклонным трассам в резонансно поглощающей атмосфере [2, 5], расчеты сделаны для линии H<sub>2</sub>O с  $\nu = 7602,35 \text{ см}^{-1}$ . Результаты расчетов представлены в табл. 4 и 5.

Таблица 4

Энергетическое пропускание импульса йодного лазера (поглощающий газ – H<sub>2</sub>O,  $h = 10 \text{ км}$ , лето средних широт,  $\theta_0 = 40^\circ$ ,  $\nu = 7602,35 \text{ см}^{-1}$ ,  $q = 4$ )

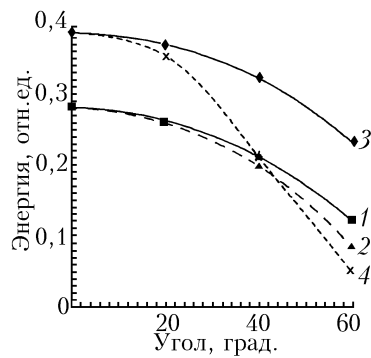
Направление распространения	$\Delta, \text{см}^{-1}$			$\tau_p, \text{нс}$	$\sigma, \% \text{ при } \Delta = 0$	$\Gamma, \text{см}^{-1} / \Gamma_{\text{горр}}$
	-0,1	0	0,1			
↑	0,327	0,217	0,328	1	0	$0,525 \cdot 10^{-5}$
	0,272	$5,14 \cdot 10^{-3}$	0,287	10	0	→→→
↓	0,225	0,204	0,217	1	6	$0,525 \cdot 10^{-5}$
	0,271	$5,14 \cdot 10^{-3}$	0,277	10	0	→→→
↑	0,327	0,217	0,327	1		0
	0,275	$5,14 \cdot 10^{-3}$	0,275	10		→→→
↓	0,227	0,217	0,222	1		0
	0,274	$5,14 \cdot 10^{-3}$	0,274	10		→→→

Таблица 5

Энергетическое пропускание импульса йодного лазера (поглощающий газ – H<sub>2</sub>O,  $h = 10 \text{ км}$ , лето средних широт,  $\theta_0 = 40^\circ$ ,  $\nu = 7600,79 \text{ см}^{-1}$ ,  $q = 4$ )

Направление распространения	$\Delta, \text{см}^{-1}$			$\tau_p, \text{нс}$	$\sigma, \% \text{ при } \Delta = 0$	$\Gamma, \text{см}^{-1} / \Gamma_{\text{горр}}$
	-0,1	0	0,1			
↑	0,0923	0,0385	0,0927	1	0	$0,278 \cdot 10^{-5}$
	0,0229	$5,17 \cdot 10^{-8}$	0,0237	10	0,2	→→→
↑	0,0906	0,0317	0,0944	1	22	$0,267 \cdot 10^{-4}$
	0,0194	$6,34 \cdot 10^{-8}$	0,0271	10	18	→→→
↑	0,0925	0,0385	0,0925	1		0
	0,0233	$5,18 \cdot 10^{-8}$	0,0233	10		→→→
↓	0,0389	0,0383	0,0340	1	1	$0,278 \cdot 10^{-5}$
	0,022	$5,41 \cdot 10^{-8}$	0,0230	10	0,4	→→→
↓	0,0560	0,0227	0,0175	1	70	$0,267 \cdot 10^{-4}$
	0,0189	$6,04 \cdot 10^{-8}$	0,0263	10	11	→→→
↓	0,0364	0,0387	0,0364	1		0
	0,0226	$5,39 \cdot 10^{-8}$	0,0226	10		→→→

На рисунке показано изменение энергии импульсов излучения йодного лазера в зависимости от угла наклона и направления распространения при длительности импульса  $\tau_p = 1 \text{ нс}$ , при нулевой отстройке от резонанса (кривые 1 и 2) и при отстройке  $\Delta = 0,1 \text{ см}^{-1}$  (кривые 3 и 4). Сплошной чертой показано направление распространения оптического импульса по наклонным трассам снизу вверх, а штриховой – сверху вниз. При длительности импульса  $\tau_p = 10 \text{ нс}$  направление распространения не оказывает такого влияния на величину прошедшей энергии, зато решающую роль играет угол наклона. При изменении направления распространения на  $20^\circ$  величина прошедшей энергии уменьшается на 2 порядка (при нулевой отстройке).



Прошедшая энергия излучения йодного лазера ( $\nu = 7602,35 \text{ см}^{-1}$ ) по наклонным атмосферным трассам: 1, 3 – направление распространения снизу вверх; 2, 4 – сверху вниз; 1, 2 – нулевая отстройка частоты; 3, 4 – отстройка  $\Delta = 0,1 \text{ см}^{-1}$ . Длительность импульса 1 нс

Кратко сформулируем основные выводы работы, связанной с оценками ослабления импульсного излучения рубинового, неодимового, йодного лазеров и лазера на  $\text{CO}_2$  парами  $\text{H}_2\text{O}$  в атмосфере.

Было показано [3], что при распространении импульсного излучения на наклонных атмосферных трассах в условиях резонансного поглощения прошедшая энергия импульса может меняться при смене направления распространения на обратное. Данный эффект обусловлен вариациями угла рефракции пучка при временных вариациях резонансной части показателя преломления среды за счет нестационарности взаимодействия. Оценки эффекта для отдельных линий генерации вышеупомянутых лазеров получены также в [3].

Поскольку температура, плотность, давление реальной атмосферы имеют случайное распределение в пространстве вследствие турбулентного движения воздуха, необходимо оценить влияние данного фактора на указанный механизм нестационарной деформации оптических импульсов. Как показано в [3], в рассматриваемых условиях излучение, соответствующее различным частям короткого оптического импульса (переднего фронта, центральной части, заднего фронта), будет распространяться по различным траекториям. Очевидно, влияние турбулентности нужно учитывать, если эти траектории будут проходить по разным случайным неоднородностям среды, поскольку при этом разность фаз различных частей импульса на выходе из среды будет меняться случайным образом.

Оценим угол пространственной расходимости пучка вследствие временных вариаций резонансной части показателя преломления среды. Так, для приземной атмосферы типичное значение резонансной части показателя преломления среды  $n_r$  равно примерно  $10^{-10}$ . Временные вариации угла рефракции на границе раздела слоев среды  $\delta\theta_j(t)$  могут быть оценены из (1г) следующим образом:

$$\delta\theta_j(t) \sim \frac{n_{0,j-1}}{n_{0j}} \left( \frac{n_{r,j-1}}{n_{0,j-1}} - \frac{n_{rj}}{n_{0j}} \right).$$

Полагая, что  $n_{0j} = 1$ , по порядку величины

$$\delta\theta_j \sim \max(n_{r,j-1} - n_{rj}) \leq 10^{-10}.$$

Пространственную расходимость луча  $\Delta\rho$  можно оценить по формуле  $\Delta\rho \sim \delta\theta z$ , где  $z$  – длина трассы. В проведенных расчетах  $z \sim 10 \text{ км}$ , следовательно,  $\Delta\rho \leq 10^{-4} \text{ см}$ . Поскольку  $\Delta\rho$  существенно меньше внутреннего масштаба турбулентности ( $\sim \text{мм}$  [7]), разность фаз различных частей импульса для выделенного луча будет регулярной величиной и турбулентность не будет оказывать непосредственного влияния на процесс нестационарной деформации оптического импульса в атмосфере.

Другой результат работы связан с оценками влияния сдвига центра линии поглощения давлением воздуха на пропускание атмосферы. Особенность наших расчетов связана с учетом некогерентности излучения вследствие его импульсного характера. Результаты расчетов

показывают, что неучет сдвига может вызывать погрешность в оценке пропускания среды, превышающую (иногда существенно) типичные значения экспериментальной погрешности, а также аналогичные оценки, полученные для узкополосного излучения [8]. Последний факт требует комментария, поскольку, на первый взгляд, уменьшение длительности импульса приводит к расширению его спектра, что, в свою очередь, должно снижать влияние величины отстройки от резонанса на пропускание среды.

Данный результат объясняется тем, что нестационарная рефракция, обусловленная присутствием резонансной компоненты среды, меняет интегральные абсорбционные характеристики среды, каковой является и пропускание (см. [3] и табл. 1–5 в данной статье). Кроме того, при точном резонансе нестационарная рефракция отсутствует и максимальна при отстройке на полуширину линии поглощения.

Таким образом, при распространении импульсного излучения влияние сдвига линии поглощения давлением воздуха в области, близкой к резонансу, не сводится просто к изменению коэффициента поглощения среды, как это происходит при узкополосном излучении. Дополнительно к этому сдвиг включает механизм изменения пропускания среды за счет нестационарной рефракции.

Авторы выражают благодарность Н.Н. Лаврентьевой и Ю.А. Поплавскому за предоставленные данные по коэффициентам сдвига линий  $H_2O$ , а также А.Д. Быкову и К.М. Фирсову за полезные обсуждения.

1. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
2. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 173–179.
3. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 3. С. 242–249.
4. Zuev V. V. et al. // Optics Lett. 1985. V. 10. N 7. P. 318–320.
5. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 3. С. 324–325.
6. Мицель А.А., Пономарев Ю.Н. Оптические модели молекулярной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1988. 128 с.
7. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.
8. Быков А.Д., Пономарев Ю.Н., Фирсов К.М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 9. С. 918–930.
9. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1979. 220 с.
10. Дулан Э., Миллер Дж., Шильдерс У. Равномерные численные методы решения задач с пограничным слоем. М.: Мир, 1983. 200 с.
11. Мицель А.А., Руденко В.П., Саница Л.Н., Солодов А.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 5. С. 43–47.
12. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983. 319 с.
13. Агеев Б.Г., Куров А.Ю., Николаев В.Д., Пономарев Ю.Н., Свистун М.И., Филимонова В.А. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1986. Т. 29. № 6. С. 96–98.
14. Rothman L. S. AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1980 version // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 5. P. 791–795.
15. Филимонова В.А., Фирсов К.М. // Изв. вузов. Сер. Физика. Деп. ВИНТИ. 1994. N 2681–В94. 20 с.
16. Bragg S. L., Kelley J. D. // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 3. P. 506–513.

Томский государственный университет

Поступила в редакцию  
3 ноября 1995 г.

**Ju. V. Kistenev, V. A. Filimonova. Peculiarities of Absorption of Pulse Laser Radiation by the Atmosphere.**

The peculiarities of laser pulses attenuation during propagation in resonantly absorbing medium over slant and vertical atmospheric paths are analyzed in the paper. The calculations take into account the height variation of form, width, absorption line center, and concentration of the absorbing gas. The medium transmittance is examined as the function of the radiation propagation direction. The influence of the absorption line center shift by the air pressure on this parameter is also considered. The estimates are obtained for the lasers with generation lines in the region of the atmospheric water vapor absorption.