

А.Б. Ильин, А.Р. Ларичев, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕФРАКЦИОННОГО КАНАЛА ЗОНДИРУЮЩИМ ПУЧКОМ

Сообщаются результаты экспериментального исследования искажений зондирующих пучков, проходящих через канал, образованный лазерным пучком в среде с поглощением в условиях самонаведенной конвекции. Определены характерные времена процесса стабилизации среды в канале и величины искажений при изменении мощности воздействующего пучка и геометрии эксперимента.

При распространении высокоэнергетических лазерных пучков в атмосфере возникает зона с регулярным градиентом диэлектрической проницаемости ϵ , называемая рефракционным каналом [1, 2]. Изменение оптических свойств среды под воздействием излучения приводит к дополнительным (по сравнению с атмосферными) искажениям самих воздействующих пучков. Стационарная структура поля показателя преломления среды в рефракционном канале устанавливается, через некоторое время от начала воздействия и зависит от распределения интенсивности воздействующего пучка, формы и длительности импульсов при импульсном распространении, условий распространения [3–5].

Наибольший перегрев среды в канале возникает в так называемых зонах «покоя» [4], где отсутствует ветер и тепло из канала выносится возникающим конвективным потоком и теплопроводностью. Образуется нелинейная тепловая линза, изменяющая распределение интенсивности в сечении пучка. Для прогнозирования возникающих искажений, а также для функционирования систем адаптивной коррекции искажений необходима оперативная информация о характеристиках каналов. Для этих целей удобно использовать зондирующие пучки, не искажающие структуру канала и несущие информацию о распределении поля показателя преломления в канале.

В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования смещения центра тяжести зондирующего пучка, пересекающего канал под углом к его оси, т. к. во многих реальных системах совмещение осей невозможно или нецелесообразно из-за больших потерь энергии при совмещении и разделении пучков. Кроме того, наклонное зондирование и примененная методика позволяют получить данные об интегральных характеристиках канала в области зондирования.

Известно, что центр тяжести изображения источника излучения, прошедшего слой неоднородной среды, в отсутствие амплитудных флуктуаций определяется выражением [6]

$$\mathbf{r}_c = -\frac{F}{\kappa \Sigma} \iint_{\Sigma} \nabla S(\mathbf{r}_0) d^2 r_0,$$

где $\nabla S(\mathbf{r}_0)$ — градиент фазы волны на поверхности объектива; F — фокусное расстояние объектива; $\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновое число. В случае полного перехвата пучка интегрирование ведется по размеру освещенной части объектива Σ .

Для пучков с симметричным распределением интенсивности относительно оси объектива в отсутствие фазовых искажений $\mathbf{r}_c \equiv 0$.

Пусть на входе в среду, поглощающую излучение с длиной волны λ_1 (воздействующее излучение), и не поглощающую с λ_2 (зондирующее), имеем пучок зондирующего излучения с начальным распределением поля

$$U(0, \mathbf{r}_0) = U_0 \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{2a_3^2} - \frac{i\kappa\rho_0^2}{2R}\right)$$

(a_3 — эффективный радиус пучка; U_0 — амплитуда поля на оси; R — радиус кривизны волнового фронта на выходе источника) и пучок воздействующего излучения с плоским волновым фронтом и гауссовским распределением интенсивности.

В отсутствие воздействующего излучения среда однородна, и зондирующий пучок (ЗП) проходит через среду, сохраняя свою симметрию и испытывая сдвиг фазы из-за преломления средой. Совмещение оси приемной системы с центром тяжести изображения источника определяет нулевой отсчет системы. При включении воздействующего излучения среда в канале нагревается, изменяется ее показатель преломления, а т.к. нагрев происходит неравномерно за счет влияния конвекции и распределения интенсивности, то появляющийся сдвиг фазы ЗП $\Delta S \sim \kappa L \frac{\partial n}{\partial T}$ (где L — длина трассы, n — пока-

затель преломления среды; $T(x, y, z)$ – распределение температуры на размере зондирующего пучка) приводит к смещению центра тяжести изображения источника, $r_c \neq 0$. В общем случае r_c будет зависеть от характеристик среды, параметров воздействующего и зондирующего излучений, времени воздействия. Измеряя координаты смещения центра тяжести ЗП во времени можно проследить за изменением показателя преломления в канале и определить характерное время процесса установления стационарного состояния и релаксации канала.

Экспериментальная установка

Излучение лазера ЛГН-503 с длиной волны $\lambda_1 = 0,488$ мкм и мощностью $P \sim 1$ Вт проходит через систему линз, формирующую коллимированный пучок с эффективным радиусом $a_m = 0,3$ см и попадает в кювету, наполненную дистиллированной водой, подкрашенной фуксином. Коэффициент поглощения жидкости $\alpha = 0,03$ см⁻¹. Торцевые стенки кюветы выполнены из плоскопараллельных стеклянных пластин. Длина кюветы 35 см, сечение 25×25 см². Зондирующий пучок однододового гелий-неонового лазера $\lambda_2 = 0,63$ мкм радиусом $a_3 = 0,15 a_m$ с помощью зеркал вводился в кювету под углом θ к воздействию пучку в горизонтальной плоскости. За кюветой изображение источника зондирующего пучка строилось линзой в плоскости фотокатода диссекторной приемной системы, позволяющей отслеживать смещения изображения источника в двух взаимно перпендикулярных направлениях [7]. Электрические сигналы U_x, U_y , пропорциональные смещениям по координатам x и y , записывались на самописцах типа Н-702. Одновременно регистрировались изменения интенсивности на оси воздействующего пучка. В качестве затвора для лазера ЛГН-503 использовалось электромагнитное реле с металлической заслонкой, перекрывающей пучок в фокусе коллимирующей системы. Контроль мощности воздействующего излучения проводился серийным измерителем ОСИСМ через каждые 15 мин работы с помощью зеркала, устанавливаемого на пути луча. Распределение интенсивности, в сечении пучка определялось на входе в кювету с помощью ФЭУ с диафрагмой 0,5 мм сканированием в вертикальной и горизонтальной плоскостях. При малых мощностях распределение достаточно близко соответствует гауссовскому, при больших мощностях (0,3; 0,4 Вт) вершина распределения плоская на $\sim 1/5$ плоскости сечения. Измерения проводились при мощности воздействующего излучения на входе в кювету 0,14; 0,2; 0,3; 0,4 Вт и углах пересечения осей пучков 10÷55 мрад, при этом ЗП распространяется по диагонали в цилиндре с различным радиусом, находясь либо в самом рефракционном канале в приосевой его части, либо в канале с окружающей средой, которая тоже участвует в теплообмене.

Результаты и их обсуждение

Нелинейную тепловую линзу, образующуюся в результате взаимодействия лазерного излучения с поглощающей средой, принято определять характерной длиной теплового самовоздействия [4]

$$L_T = \left(- \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\alpha P}{\pi \rho c_p V_k a_m^3} \right)^{-1/2},$$

параметром тепловыделения [8]

$$q = \frac{\alpha P \beta g a_m^3}{\pi v^3 \rho c_p}$$

и скоростью конвекции [3]

$$V_k = \left(\frac{\beta g \alpha P a_m}{\rho c_p 16 v} \right)^{1/2}.$$

В приведенных выражениях P – мощность воздействующего пучка; ρ, c_p – удельная плотность и теплоемкость среды соответственно; β – температурный коэффициент расширения среды; g – ускорение свободного падения; v – вязкость среды.

$P, \text{ Вт}$	$ L_T , \text{ см}$	q	$V_k, \text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$
0,4	81	127	$3,24 \cdot 10^{-2}$
0,3	87	95	$2,81 \cdot 10^{-2}$
0,2	96	63	$2,29 \cdot 10^{-2}$
0,14	105	45	$1,91 \cdot 10^{-2}$

Оценки этих параметров для условий эксперимента приведены в таблице и свидетельствуют о том, что эксперимент проводился в условиях «умеренной» конвекции [8], дифракционная расходимость излучения мала и не влияет на распределение интенсивности в сечении пучка, образующаяся в результате взаимодействия линза является «тонкой» [9].

Результаты эксперимента можно разбить на две группы, одна из которых характеризует временные процессы формирования нелинейной линзы и ее релаксации, другая — величины смещения изображения ЗП в зависимости от параметров воздействующего излучения и геометрии эксперимента. Характерная запись смещения центра тяжести изображения зондирующего источника по координатам и изменения интенсивности на оси воздействующего пучка представлена на рис. 1. Запись сделана при мощности воздействующего излучения 0,3 Вт. По горизонтальной оси отложено время $t' = t / t_0$,

где $t_0 = \frac{a_m}{V_k}$, по вертикальной оси — смещения ЗП на выходной стенке кюветы, пересчитанные из смещений изображения источника и нормированные на радиус воздействующего пучка. При анализе результатов время дефокусировки t_g определялось по началу смещения вертикальной компоненты вниз, время достижения наибольшей величины смещений — $t_{mx,y}$, время установления стационарного состояния — $t_{cx,y}$ находилось по окончанию первого периода колебаний.

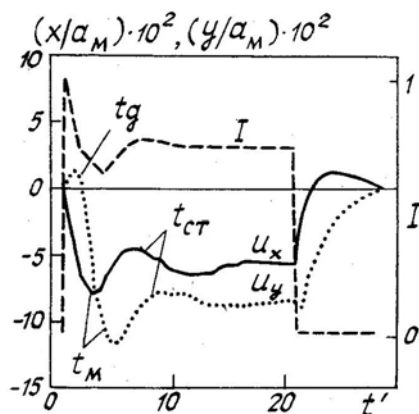


Рис. 1. Запись смещений зондирующего пучка U_x , U_y и изменения интенсивности I на оси воздействующего пучка

Из полученных результатов следует, что процесс установления стационарного состояния поля показателя преломления в рефракционном канале в условиях проведения эксперимента имеет характер затухающих колебаний с 1–2 периодами, число периодов увеличивается, а их длительность уменьшается при увеличении мощности воздействующего излучения. Временной период $0 \div t_g$ — период дефокусировки воздействующего пучка — определялся по началу смещения ЗП навстречу конвективному потоку. В кривой изменения интенсивности на оси воздействующего пучка этот период определяется изменением скорости спада интенсивности. Время этого периода в эксперименте меняется незначительно (10–12 с) и по порядку величины соответствует времени установления скорости конвекции в жидкости $t_k = \frac{a_m}{v}$ [8].

Следующий период $t_g \div t_m$ — период наибольшей скорости возникающего потока. В начальный период воздействия скорость конвективного потока мала, и поток не успевает отводить тепло, возникающее за счет энергии, поглощенной в центральной области пучка. Происходит перегрев среды, выталкивающая сила разгоняет жидкость до предельных значений скорости, тепло из центральной области выносится, температура и скорость конвекции падают. Возникают затухающие автоколебания [8], и процесс стабилизируется.

На рис. 2, а, б приведены результаты экспериментального определения времени максимальных и стационарных отклонений для горизонтальной (рис. 2, а) и вертикальной (рис. 2, б) компонент в зависимости от угла пересечения воздействующего и зондирующего пучков при различных мощностях воздействующего излучения. Время отклонения нормировано на время t_0 . По горизонтальной оси дано два масштаба; угол пересечения пучков (нижняя шкала) и соответствующее углу расстояние между осями пучков на входе в кювету a , нормированное на радиус воздействующего пучка a_m (верхняя шкала).

Как видно из рисунка, максимальные смещения в горизонтальном направлении устанавливаются в среднем в 2–3 раза быстрее, чем в вертикальном: $t_{mx} \sim (1 \div 3) t_0$, $t_{my} \sim (3 \div 5) t_0$. наименьшее время достижения максимальных величин в этом периоде воздействия имеют ЗП, проходящие через область канала радиусом $\leq 2a_m$. Нормированное на t_0 время установления стационарного состояния для вертикальных и горизонтальных смещений составляет $t_{cy} \approx (5 \div 8) t_0$, $t_{cx} \approx (5 \div 10) t_0$ и растет с увеличением мощности. Причем t_{cx} возрастает от $(4,5 \div 7) t_0$ до $(7 \div 10) t_0$ с увеличением угла пересечения, а t_{cy} слабо зависит от уг-

лов пересечения пучков. Необходимо заметить, что реальное время достижения максимальных отклонений и установления стационарного состояния в канале уменьшается с увеличением мощности излучения. Здесь сказывается, очевидно, необходимость учета теплопроводности в процессе выноса тепла из канала, т.к. время $t_0 = \frac{a_m}{V_k}$ в эксперименте по порядку величины совпадает с временем теплопроводности.

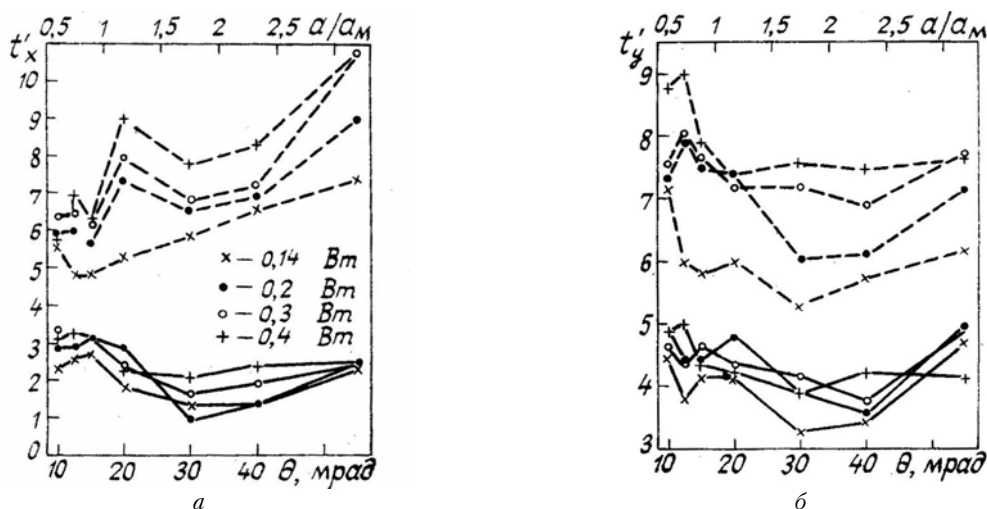


Рис. 2. Время достижения максимального смещения (сплошные линии) и стационарного состояния (штриховые линии) в горизонтальном (а) и вертикальном (б) направлениях

Анализируя амплитуды смещения ЗП по направлениям, можно заметить, что во всех реализациях смещения в вертикальной плоскости направлены навстречу конвективному потоку, за исключением начального периода воздействия $0 \div t_g$, в течение которого положение изображения источника ЗП в этом направлении либо не изменялось, либо смещалось вверх, совпадая с направлением конвективного потока, что, на наш взгляд, объясняется как неточностью в юстировке осей пучков, так и локальными отклонениями от нормального распределения интенсивности воздействующего пучка. В горизонтальной плоскости знак отклонения зондирующего пучка зависит от угла пересечения осей θ .

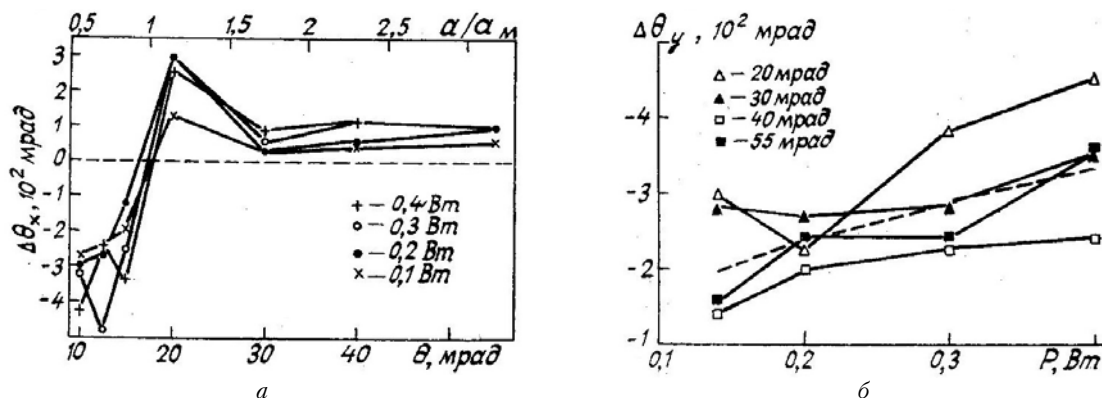


Рис. 3. Смещения зондирующего пучка в стационарном режиме воздействия в горизонтальной плоскости в зависимости от угла пересечения осей пучков (а) и в вертикальной плоскости в зависимости от мощности излучения (б)

На рис. 3, а показаны результаты измерения величин смещений ЗП в горизонтальной плоскости в стационарном режиме воздействия.

Из рисунка видно, что при углах пересечения осей $\theta \leq \arctg \frac{2a_m}{L}$, что соответствует расстоянию между осями пучков на входе в кювету $a \leq a_m$, смещения ЗП приводят к уменьшению угла θ (знак смещения отрицателен), при $\theta > \arctg 2a_m/L$ ($a > a_m$) смещения ЗП направлены в сторону увеличения угла θ . Одной из причин этого эффекта может быть отклонение распределения интенсивности в сечении воздействующего пучка от гауссовского, однако изменение знака смещения наблюдалось и при малых мощностях воздействующего пучка, где распределение с большой точностью соответствует гауссовскому. Аналогичная зависимость от угла пересечения осей наблюдается и для максимальных смещений в горизонтальной плоскости. Вертикальные смещения в стационарном режиме воздействия в

зависимости от мощности приведены на рис. 3, б для условий эксперимента, когда углы $\theta > \arctg \frac{2a_m}{L}$. Здесь же штриховой линией приведена зависимость $\Delta\theta_y \sim P^{1/2}$. Видно, что эти смещения слабо зависят от угла пересечения осей. Для зондирующих пучков, проходящих внутри канала ($\theta \leq \arctg \frac{2a_m}{L}$), смещения возрастают в 2,5÷3 раза при изменении мощности излучения от 0,14 до 0,4 Вт.

Максимальные величины смещения зондирующего пучка в период формирования канала в вертикальном направлении превышают смещения в стационарном режиме в 1,2÷1,5 раза, в горизонтальном направлении это отношение меняется в пределах 1,1÷1,3.

На рис. 4 показаны результаты сравнения экспериментальных данных и расчетной зависимости величины смещений ЗП в плоскости падения (плоскость падения перпендикулярна ветровому потоку), полученной в [10] на основе численного решения уравнения переноса для яркости излучения. Условия проведения эксперимента и параметры расчета совпадают. Из рисунка видно, что экспериментальные величины больше расчетных в 2,5–3 раза. Это несоответствие можно объяснить как ошибками при пересчете смещений в плоскости изображения источника на смещение пучка в выходной плоскости юветы, так и предположениями, введенными при расчетах в [10].

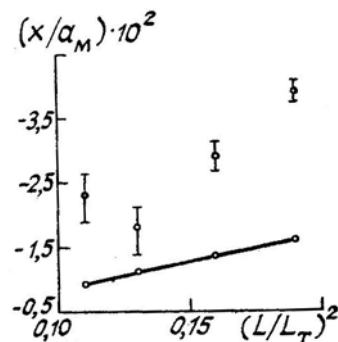


Рис. 4. Сравнение экспериментальных величин смещений зондирующего пучка с расчетными значениями, приведенными в работе [10]

Суммируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы:

- процесс установления стационарного состояния рефракционного канала носит характер колебательного затухающего процесса, причем время установления значительно превышает время переноса тепла через сечение канала возникающим конвективным потоком;
- искажения зондирующих пучков при наклонном просвечивании зависят от угла просвечивания, мощности воздействующего излучения и направления движения потока.

1. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. С. 388.
2. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 312 с.
3. Смит Д.К. //ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 12. С. 59–103.
4. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 200 с.
5. Егоров К.Д., Кандидов В.П., Чесноков С.С. //Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1983. № 2. С. 66–78.
6. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере/А. С. Гурвич, А. И. Кон, В.Л. Миронов, С.С. Хмелевцов. М.: Наука, 1976. 288 с.
7. Барышников В.Ф., Шапиро И.Я., Черепанов А.П. и др. //X Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ТНЦ СО АН СССР, 1989. С. 224.
8. Гордиенко В.М. Исследование тепловых самовоздействий излучения СО₂-лазера в газовых средах. Канд. диссертация. М.: МГУ, 1976.
9. Алешкевич В.А., Мигулин А.В., Сухоруков А.П. и др. //ЖЭТФ. 1972. Т. 62. В. 2. С. 551–561.
10. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. //Оптикаатмосферы. 1988. Т. 1. № 7. С. 29–33.

Институт оптики атмосферы ТФ СО РАН

Поступила в редакцию
27 июля 1991 г.

A. V. Il'in, A. R. Larichev, V. M. Sazanovich, R. Sh. Tsvyk. **Investigation of the Refractive Channel by a Sounding Beam.**

The paper presents some results of the studies on distortions of sounding beam propagating through the channel formed by a laser pulse in an absorbing medium under the conditions of selfinduced convection. Characteristic time of the medium stabilization in the channel is determined and the distortions of the beam as a function of the incident beam power and experimental arrangement are described.