

В.В. Колосов, М.Ф. Кузнецов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗОНДИРУЮЩЕГО ПУЧКА В РЕФРАКЦИОННОМ КАНАЛЕ

В работе выполнены расчеты распространения зондирующих пучков в канале, образованном непрерывным излучением при стационарной нелинейной ветровой рефракции. Показана возможность определения параметров данного канала по измерениям искажений зондирующих пучков.

Распространение оптического излучения с определенными параметрами в поглощающих средах сопровождается образованием областей с регулярным изменением диэлектрической проницаемости — рефракционных каналов. Весьма актуальной проблемой является развитие эффективных методов и алгоритмов решения задачи о распространении зондирующего пучка в рефракционном канале для произвольной геометрии задачи и в широком диапазоне интенсивностей оптического излучения, создающего рефракционный канал. В работе [1] на основе решения уравнения для функции когерентности второго порядка $\Gamma_2(z, r_1, r_2, t) = \langle E(z, r_1, t)E^*(z, r_2, t) \rangle$ в безаберрационном приближении исследовалось распространение зондирующего пучка в диэлектрическом волноводном канале со случайными неоднородностями. Аналогичная задача для параболического канала с переменным фокусным расстоянием рассматривалась в [2].

В данной работе рассматривается распространение зондирующего пучка в канале, образованном непрерывным излучением при стационарной ветровой рефракции, на основе численного решения уравнения переноса для яркости излучения [3]. Выражения для яркостей мощного и зондирующего пучков в плоскости излучения запишем в виде

$$J_m^1(\mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{\pi} \exp\{-R^2 - E_r(\boldsymbol{\kappa} - \boldsymbol{\lambda}_m(\mathbf{R}))^2\},$$

$$J_3^0(\mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = \frac{l_p}{\pi} \exp\{-R^2/a_3^2 - E_r \kappa_3^2 l_p^2 (\boldsymbol{\kappa} - \boldsymbol{\lambda}_3(\mathbf{R}))^2\}, \quad (1)$$

где E_r — параметр рефракции мощного пучка; κ_3 и l_p — волновое число и радиус когерентности зондирующего излучения, нормированные на соответствующие параметры воздействующего пучка; $\boldsymbol{\lambda}_m, \boldsymbol{\lambda}_3$ — векторы, перпендикулярные фазовому фронту мощного и зондирующего излучений соответственно; a_3 — радиус зондирующего пучка, нормированный на радиус рефракционного канала a_m . Поперечные координаты $\mathbf{R}=\{x, y\}$ нормированы на a_m , угловые координаты $\boldsymbol{\kappa}=\{\kappa_x, \kappa_y\}$ — на отношение a_m/L_R ; L_R — длина рефракции, определяемая выражением

$$L_R = \left(2\varepsilon_0 C_p v_{\perp} a_m / V \pi \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| \alpha W_0 \right)^{1/2},$$

где W_0 — интенсивность на оси мощного пучка в начальной плоскости; α — коэффициент поглощения; ε_0, ρ, C_p — диэлектрическая проницаемость, плотность и удельная теплоемкость воздуха, соответственно; T — температура; v_{\perp} — поперечная к оси распространения излучения составляющая скорости ветра.

В работе исследованы две схемы распространения зондирующего излучения в рефракционном канале. В первой схеме зондирующий пучок распространяется соосно с мощным пучком. Для данной схемы было рассмотрено влияние погрешности в юстировке пучков на распространение зондирующего пучка. Показано, что ошибка в совмещении центров пучков менее 0,1 радиуса рефракционного канала практически не влияет на параметры зондирующего пучка. Аналогичный вывод можно сделать и относительно пучков с совмещенными центрами, но имеющими угол рассогласования, не превышающий $0,1 \cdot a_m/L_R$.

Так как не всегда возможно направить зондирующий пучок соосно с мощным, была рассмотрена другая схема, в которой зондирующий пучок пересекает рефракционный канал под некоторым углом φ_x (рис. 1). При этом в расчетах полагалось, что источник и приемник зондирующего излучения располагаются на одинаковом расстоянии S_x от оси канала.

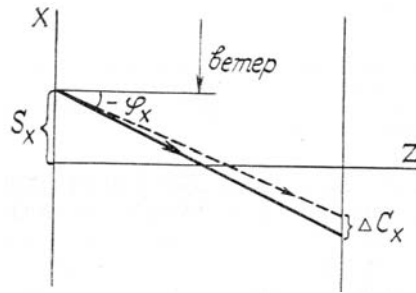


Рис. 1. Схема зондирования. Ось OZ совпадает с осью канала. Штриховая линия — смещение центра тяжести зондирующего пучка от прямолинейного распространения (сплошная линия)

Для обеих схем полагалось, что дистанция распространения зондирующего пучка не превышает длину рефракции, т.е. можно считать, что рефракционный канал вдоль дистанции зондирования более или менее однороден. В [4] было показано, что для данных дистанций при $Er > 10$ распределение интенсивности в сечении пучка слабо зависит от параметра рефракции. Это объясняется тем [3], что с ростом Er уменьшается влияние дифракции на распространение излучения, и в пределе $Er \rightarrow \infty$ решение уравнения переноса стремится к геометрическому приближению параболического уравнения. Результаты численного моделирования, приведенные ниже, относятся к случаю, когда дифракцией мощного и зондирующего пучков на дистанции зондирования можно пренебречь.

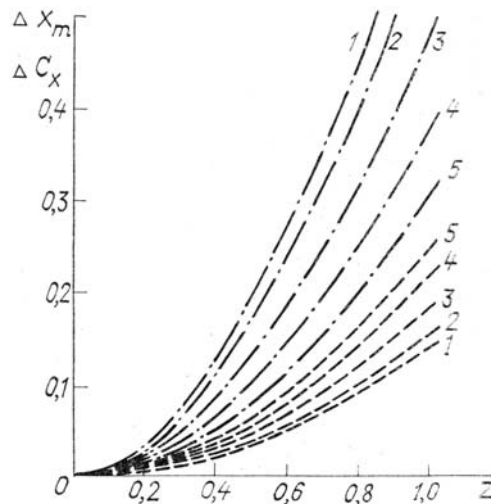


Рис. 2. Смещение с дистанцией энергетического центра (штриховые линии) и точки максимальной интенсивности (штрихпунктирные) мощного (1) и зондирующих пучков: $a_s=0,9$ (2); $0,7$ (3); $0,5$ (4); $0,3$ (5)

Для первой схемы зондирования на рис. 2 представлены результаты расчетов смещений с дистанцией энергетического центра (ΔC_x) и точки с максимальной интенсивностью (ΔX_m) зондирующего пучка с различной шириной. С уменьшением ширины зондирующего пучка увеличивается смещение центра тяжести пучка, уменьшается смещение максимума интенсивности, следовательно, уменьшается относительная разница этих смещений, и для пучков с $a_s \leq 0,3$ она не превышает 20%. Это объясняется меньшими рефракционными искажениями формы профиля интенсивности, испытываемыми более узкими зондирующими пучками. В предельном случае $a_s \ll 1$ зондирующие пучки отклоняются в рефракционном канале без искажения своей формы.

Выявление закономерности распространения зондирующих пучков в рефракционных каналах позволяют использовать их для диагностики параметров данных каналов. Результаты, представленные на рис. 2, показывают зависимость смещения максимума интенсивности от безразмерной дистанции, которая может быть представлена в виде

$$\bar{z} = z \cdot \frac{\sqrt{\Delta \epsilon_0}}{a_m} = z/L_R, \quad (2)$$

где $\Delta \epsilon_0$ — есть возмущение диэлектрической проницаемости на оси рефракционного канала в начальной плоскости.

Следовательно, измеряя смещение максимума интенсивности зондирующего пучка, по результатам, представленным на рисунке, можно определить значение безразмерной дистанции. Тогда, зная

длину дистанции зондирования, радиус зондирующего пучка и радиус канала, из (2) определим возмущение диэлектрической проницаемости. Если совместно с измерениями смещения максимума интенсивности проводить более сложные измерения смещения центра тяжести зондирующего пучка, то представленные результаты позволяют определить неизвестные возмущения диэлектрической проницаемости и радиус рефракционного канала. Это связано с тем, что наблюдается существенная зависимость от- ношения $\Delta x_m / \Delta c_x$ от величины нормированного радиуса зондирующего пучка, которая по величине данного отношения позволяет определить радиус рефракционного канала.

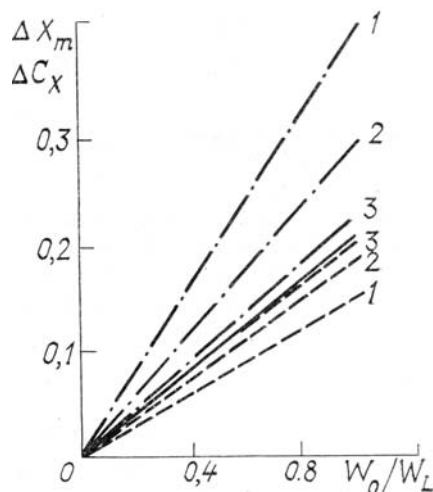


Рис. 3. Зависимость смещений энергетического центра (штриховые) и точки максимальной интенсивности (штрихпунктирные) зондирующего пучка от интенсивности оптического излучения, создающего канал, для различных значений радиуса: $a_3 = 0,7$ (1); $0,5$ (2); $0,3$ (3). Сплошной линией представлена зависимость, определяемая выражением (8). $S_x = a_m$, $\text{tg}\varphi_x = -2a_m/L$

Аналогичные результаты для второй схемы зондирования представлены на рис. 3. Расчеты выполнены для случая $S_x = a_m$ и $\text{tg}\varphi_x = -2a_m/L$, где L — длина трассы зондирования. По оси абсцисс отложено отношение интенсивности на оси мощного пучка в начальной плоскости W_0 к своему значению $W_0 = W_L$, для которого выполняется условие $L_R = L$. Нетрудно убедиться, что справедливо следующее соотношение:

$$W_0/W_L = L^2/L_R^2 = \bar{z}^2. \quad (3)$$

Из анализа результатов, представленных на данном рисунке, следует, что выводы, сделанные для первой схемы зондирования, справедливы и в данном случае.

В том случае, когда зондирующий пучок является узким по сравнению с шириной канала, смещения слабо зависят от размера зондирующего пучка. Следовательно, для определения размера канала нельзя использовать одновременное измерение смещения максимума интенсивности и центра тяжести зондирующего пучка. Однако можно предложить другую схему эксперимента, при которой не требуется знания радиуса канала для определения возмущения диэлектрической проницаемости. Для этого необходимо использовать еще один зондирующий пучок, пересекающий канал в плоскости, перпендикулярной направлению вектора скорости ветра. При этом предпочтительнее использование узких пучков ($a_3 < 0,3$), так как они испытывают меньшие деформации формы, что увеличивает точность измерений.

Пусть возмущение диэлектрической проницаемости в канале не зависит от продольной координаты z и описывается функцией $\varepsilon = \varepsilon(x, y)$. Тогда смещение узкого зондирующего пучка, пересекающего канал в плоскости, совпадающей с направлением бокового ветра (рис. 2), будет описываться уравнением

$$d^2x/dz^2 = 0,5 \cdot \partial \varepsilon_x(x) / \partial x, \quad (4)$$

где $\varepsilon_x(x) = \varepsilon(x, y = 0)$.

Предполагая, что начальная ось зондирующего пучка пересекает ось канала в середине трассы, начальные условия запишем в виде

$$x(z = 0) = S_x = a_0, \quad dx/dz|_{z=0} = -2a_0/L.$$

Интегрируя (4), получаем следующее выражение для наклона зондирующего пучка

$$dx/dz = -2a_0L^{-1} \sqrt{1 + [\varepsilon_x(x) - \varepsilon_x(a_0)] L^2/4a_0^2}. \quad (5)$$

Далее, считая, что отклонение пучка от прямолинейного распространения (Δx) мало, методом возмущения получаем

$$\Delta x = L^2 [\varepsilon_x(a_0) - \Delta\varepsilon_0]/4a_0^2, \quad (6)$$

где $\Delta\varepsilon_0 = \varepsilon(x=y=0)$ — возмущение диэлектрической проницаемости на оси канала. Для действующего пучка с гауссовым распределением интенсивности в приближении заданного поля возмущение диэлектрической проницаемости в канале описывается выражением

$$\varepsilon(x, y) = \Delta\varepsilon_0 \exp(-y^2/a_m^2) [\operatorname{erf}(x/a_m) - 1], \quad (7)$$

где $\Delta\varepsilon_0 = -0,5 \sqrt{\pi} |\partial\varepsilon/\partial T| \alpha W_0 a_m / (\rho C_p v_{\perp})$.

В этом случае для смещения пучка получаем

$$\Delta x = -\Delta\varepsilon_0 (L^2/4a_0) \operatorname{erf}(a_0/a_m). \quad (8)$$

Данная зависимость для $a_0 = a_m$ представлена на рис. 3 сплошной линией. Видно, что (8) хорошо согласуется с численными расчетами. Для смещения пучка, пересекающего канал перпендикулярно направлению бокового ветра, при следующих начальных условиях:

$$y(z=0) = a_0, \quad dy/dz|_{z=0} = -2a_0/L,$$

получаем

$$\Delta y = (L^2/4a_0^2) [\Delta\varepsilon_0 a_{\text{эф}} - \varepsilon_y(a_0) a_0], \quad (9)$$

где $a_{\text{эф}} = (2\Delta\varepsilon_0)^{-1} \int_{-a_0}^{a_0} dy \varepsilon_y(y)$, $\varepsilon_y(y) = \varepsilon(x=0, y)$.

В том случае, когда начало и конец трассы зондирования вынесены за пределы канала, возмущения диэлектрической проницаемости $\varepsilon_x(a_0)$ и $\varepsilon_y(a_0)$ равны нулю. Тогда из (6) и (9) получаем

$$\Delta\varepsilon_0 = 4a_0 \Delta x / L^2, \quad a_{\text{эф}} = a_0 \Delta y / \Delta x. \quad (10)$$

Отметим, что для распределения $\varepsilon(x, y)$, описываемого выражением (7), $a_{\text{эф}} = \sqrt{\pi} a_m / 2$.

Таким образом, выполненные в работе расчеты распространения зондирующих пучков в рефракционных каналах, образованных при ветровом самовоздействии оптического излучения, показали существенную зависимость характера искажения зондирующих пучков от параметров канала, его радиуса и возмущения диэлектрической проницаемости. Это позволяет использовать зондирующие пучки для определения параметров данных каналов. Полученные в работе аналитические выражения для смещения узких зондирующих пучков хорошо согласуются с результатами численных расчетов при дистанциях зондирования, не превышающих длину рефракции, и позволяют определить параметры канала по результатам измерений данных смещений.

1. Землянов А. А. — В кн.: Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Томск: Изд. ИОА СО АН СССР, 1979, с. 102—110.
2. Беленький М. С., Лукин И. П., Миронов В. Л. — В кн.: VIII Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: Изд-е ТФ СО АН СССР, 1984, ч. 2, с. 33—36.
3. Колосов В. В., Кузнецов М. Ф. — В кн.: VIII Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: Изд. ТФ СО АН СССР, 1984, ч. 1, с. 327—330.
4. Землянов А. А., Синев С. Н. Самовоздействие частично-когерентного пучка при больших параметрах нелинейности. — Томск, 1984. — 26 с. (Препринт/ИОА СО АН СССР, № 29).

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
1 апреля 1988 г.

V. V. Kolosov, M. F. Kuznetsov. **Probe Beam Propagation along Refractive Path.**

Probe beam propagation along a path made by CW radiation under a nonlinear wind refraction was calculated. Estimation of the path parameters from the measured probe beam distortions is shown to be feasible.