

РАСSEЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ

УДК 551.593 : 535.4 : 535.3

В.П. Аксенов, В.А. Банах, Б.Н. Чен

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДИФРАКЦИИ НА ИЗЛУЧАЮЩЕЙ АПЕРТУРЕ
НА ВРЕМЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
В РЕФРАКЦИОННОЙ АТМОСФЕРЕ

Показано, что время прихода светового импульса в рефракционной атмосфере зависит от режима дифракции света на выходной апертуре. Даны оценки погрешностей в определении расстоянии до объектов оптическими методами, к которым может приводить существование этой зависимости.

Совершенствование методов измерений и параметров лазерных дальномерных систем (ЛДС) привело к значительному (с нескольких метров до нескольких сантиметров) снижению погрешности измерения расстояний, например, до таких объектов, как искусственные спутники Земли [1].

Дальнейшее повышение точности ЛДС, необходимое для решения задач геодезии, геодинамики, геофизики, может быть достигнуто только с использованием новых лазерных источников при коррекции атмосферных помех [2].

Одной из составляющих погрешностей определения расстояний до объекта является атмосферная рефракция, возникающая вследствие неоднородности показателя преломления воздуха. Существующие методы коррекции рефракционной погрешности основываются на формулах геометрической оптики. Они не позволяют оценить влияние неоднородности показателя преломления на распространение импульсного лазерного излучения для произвольных условий дифракции в плоскости излучающей апертуры, что может оказывать существенное влияние, как будет показано ниже, на точность определения расстояния до объекта.

В настоящем сообщении приводятся результаты анализа влияния пространственного распределения поля в плоскости излучающей апертуры оптического источника на величину временной задержки импульса при его распространении в рефракционной среде с использованием параболического уравнения для комплексной амплитуды волны.

Пусть в плоскости $z' = z_0$ расположен оптический источник $u_0(\rho)$, $\rho\{x, y\}$. Волновой импульс с комплексной амплитудой $u(z', \rho, t)$ распространяется в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z', \rho)$ и попадает в плоскости $z' = z$ на приемную линзу с амплитудным коэффициентом пропускания $T(\rho)$. В плоскости анализа приемной линзы на расстоянии l от линзы помещен квадратичный детектор, который фиксирует время прихода волнового импульса. Это время определим следующим образом:

$$\tau = \frac{\int dt t W(l, t)}{\int dt W(l, t)}, \quad (1)$$

где $W(l, t) = \int d^2 \rho u_t(l, \rho; t) u_t^*(l, \rho; t)$ — мощность волнового импульса, регистрируемая квадратичным детектором; $u_t(l, \rho; t)$ — комплексная амплитуда поля волнового импульса в плоскости l за приемной линзой. Известно [3], что $u_t(l, \rho; t)$ связана с функцией $u(z, \rho; t)$ соотношением Дебая. Отсюда, если представить волновой импульс в виде

$$u(z, \rho; t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) u(z, \rho; \omega) e^{i(\omega t + k z)} d\omega,$$

где $k = \omega/c$; ω — частота, c — скорость света; $f(\omega)$ — временной частотный спектр импульса в плоскости $z' = z_0$, для τ по аналогии с [4, 5] получим

$$\tau = -i P_0^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d^2 \rho \int d^2 \rho' \int d^2 R' \exp \left[-\frac{(\rho - \rho_t)^2}{a_0^2} + \frac{ik}{2l} \left(1 - \frac{l}{F_t} \right) \rho' R' - \frac{ik}{l} \rho \rho' \right] \times$$

$$\begin{aligned} & \times T(\mathbf{R}' + \boldsymbol{\rho}'/2) T(\mathbf{R}' - \boldsymbol{\rho}'/2) \times \\ & \times \frac{\partial}{\partial \Delta \omega} \left\{ f(\omega + \Delta \omega/2) f^*(\omega - \Delta \omega/2) \Gamma(z, \mathbf{R}', \boldsymbol{\rho}'; \omega, \Delta \omega) e^{\frac{i z \Delta \omega}{c}} \right\} \Big|_{\Delta \omega=0}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} P_0 = & \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d^2 \boldsymbol{\rho} \int d^2 \boldsymbol{\rho}' \int d^2 R' \exp \left[-\frac{(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_t)^2}{a_0^2} + \frac{ik}{2l} \left(1 - \frac{l}{F_t} \right) \boldsymbol{\rho}' \mathbf{R}' - \right. \\ & \left. - \frac{ik}{l} \boldsymbol{\rho} \boldsymbol{\rho}' \right] T(\mathbf{R}' + \boldsymbol{\rho}'/2) T(\mathbf{R}' - \boldsymbol{\rho}'/2) f(\omega) f^*(\omega) \Gamma(z, \mathbf{R}', \boldsymbol{\rho}'; \omega, 0); \end{aligned}$$

a_0 — эффективный радиус квадратического детектора; ρ_t — координата центра тяжести распределения интенсивности в плоскости анализа приемной линзы с фокусным расстоянием F_t ; $\Gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}; \omega, \Delta \omega) = u(z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2; \omega + \Delta \omega/2) u^*(z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2; \omega - \Delta \omega/2)$ — двухчастотная функция взаимной когерентности поля падающей на линзу волны.

Диэлектрическую проницаемость среды запишем в виде [6]

$$\varepsilon(z', \boldsymbol{\rho}) = 1 + \bar{\varepsilon}(z') + \mu(z') \boldsymbol{\rho} \mathbf{x}_0, \quad (3)$$

где $\bar{\varepsilon}(z')$ — отклонение величины диэлектрической проницаемости среды от единицы при $\boldsymbol{\rho} = 0$; $\mu(z')$ — характеризует зависимость градиента диэлектрической проницаемости среды вдоль трассы распространения; \mathbf{x}_0 — единичный вектор, перпендикулярный оси Oz' . Функция $\Gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}; \omega, \Delta \omega)$ в среде (3) для узкополосного ($\Delta \omega \ll \omega$) импульса в рамках параболического приближения удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial z'} - \frac{i}{2} \frac{\Delta \omega}{c} \bar{\varepsilon}(z') - \frac{i}{k} \nabla_R \nabla_{\boldsymbol{\rho}} + \frac{i}{2} \frac{\Delta \omega}{c} \left(\frac{1}{4} \Delta_R + \Delta_{\boldsymbol{\rho}} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{i}{2} \mu(z') \mathbf{x}_0 \left(k \boldsymbol{\rho} + \frac{\Delta \omega}{c} \mathbf{R} \right) \right] \Gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}; \omega, \Delta \omega) = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

с начальным условием

$$\Gamma(0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}; \omega, \Delta \omega) = u_0(\mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) u_0^*(\mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2),$$

где $\Delta_{\boldsymbol{\rho}}$ — поперечный лапласиан; $\nabla_{\boldsymbol{\rho}}$ — поперечный оператор Гамильтона.

Уравнение (4) можно решить с помощью преобразования Фурье по переменным \mathbf{R} и $\boldsymbol{\rho}$. Получим

$$\begin{aligned} \Gamma(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}; \omega, \Delta \omega) = & \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^2 (1 - m^2)^{-1} \int d^2 R' \int d^2 \boldsymbol{\rho}' \Gamma(0, \mathbf{R}', \boldsymbol{\rho}') \times \\ & \times \exp \left[\frac{-ikL^3}{4} m (1 + m^2) \gamma - \frac{ik}{L} \varphi \frac{(R - R')^2}{1 - m^2} + \frac{ikL^3}{4} m (3 + m^2) \beta^2 - \right. \\ & - \frac{ikm}{4L} \frac{(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}')^2}{1 - m^2} + \frac{ik}{L} \frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}')(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}')}{(1 - m^2)} + ikLm \mathbf{x}_0 (\beta \mathbf{R} + \alpha \mathbf{R}') + \\ & \left. + \frac{ikL}{2} \mathbf{x}_0 (\alpha \boldsymbol{\rho}' + \beta \boldsymbol{\rho}) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\beta = \int_0^1 d\xi \xi \mu(z_0 + \xi L); \quad \alpha = \int_0^1 d\xi (1 - \xi) \mu(z_0 + \xi L); \quad L = z - z_0;$$

$$\gamma = \int_0^1 d\xi (1 - \xi)^2 \left[\int_0^1 dt \mu (z_0 + L(\xi + t(1 - \xi)))^2 \right], \quad m = \frac{1}{2} \frac{\Delta\omega}{\omega}.$$

Рассмотрим предельные случаи распределения поля на излучающей апертуре: 1) $u_0(\rho) = 1$ — плоская волна; 2) $u_0(\rho) = \delta(\rho)$ — сферическая волна. Тогда для дельта-импульса ($f(\omega) = 1$) из (2) с учетом (5) получим для плоской волны, когда центр детектора расположен в точке $\rho_{t,пл} = \frac{Ll}{2}(\alpha + \beta)\mathbf{x}_0$,

$$\tau_{пл} = \frac{L}{c} + \frac{L}{2c} \int_0^1 d\xi \bar{\xi} (z_0 + \xi L) + \frac{3L^3}{8c} (\gamma - \beta^2 + \alpha^2); \quad (6a)$$

для сферической волны, когда центр детектора помещен в точку $\rho_{t,сф} = \frac{Ll}{2}\beta\mathbf{x}_0$,

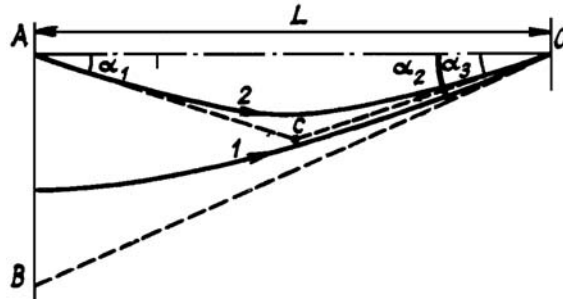
$$\tau_{сф} = \frac{L}{c} + \frac{L}{2c} \int_0^1 d\xi \bar{\xi} (z_0 + \xi L) + \frac{3L^3}{8c} (\gamma - \beta^2) - \frac{a_t^2}{cL} \frac{\left(1 + \frac{1}{2} \Omega_0 \Omega_t\right)}{1 + \Omega_0 \Omega_t}, \quad (6б)$$

где $\Omega_0 = \frac{ka_0^2}{l}$, $\Omega_t = \frac{ka_t^2}{l}$, a_t — эффективный радиус приемной линзы.

Последнее слагаемое в (6б) всегда пренебрежимо мало по сравнению с предыдущими. С учетом этого из (6а) и (6б) следует, что

$$\Delta\tau = \tau_{пл} - \tau_{сф} = \frac{3L^3}{8c} \alpha^2.$$

Выявленная разница времени распространения импульсов плоской и сферической волн имеет наглядное объяснение и на основе геометрической оптики. На рисунке показаны траектории рефрагированных лучей от источников плоской (луч 1) и сферической (луч 2) волны. Оценим длины лучей 1 и 2. При условии малости углов α_1 и α_2 и $\mu(z') = \text{const}$ можно показать [7], что $\alpha_1 = \alpha_3$ и угол α_1 вдвое меньше угла α_2 .



Длину луча 1 L_1 оценим через отрезок касательной к лучу 1 в точке O: $L_1 = OB$, а длину луча 2 L_2 оценим через отрезки касательных к лучу 2 в точках A и O: $L_2 = AC + OC$. Из геометрических построений имеем $AC = OC = L / \cos \alpha_1$, а $OB = \frac{L}{\cos \alpha_2}$. Отсюда

$$\Delta L = L \left(\frac{1}{\cos \alpha_1} - \frac{1}{\cos \alpha_2} \right) \approx \frac{3}{2} L \alpha_1^2.$$

Оценим порядок величины $\Delta\tau$. Из (6) следует, что для трассы длиной $L = 100$ км и угла рефракции $\kappa \approx 5'$ ($\kappa = \frac{L}{2} \alpha$) $\Delta\tau \approx 1$ нс. Это приводит к разнице в определении расстояния $\Delta L \approx 0,3$ м. Найденное значение ΔL существенно превышает номинальную погрешность определения дальности

ЛДС третьего поколения, что делает необходимым учет дифракционных параметров ЛДС при введении рефракционных поправок.

1. Кравченко Н.И., Литовченко В.М., Прокопов А.В. //Зарубежная радиоэлектроника. 1989. № 5. С. 59–72.
2. Abshire J. B., Gardner Ch. S. //IEEE Trans. 1985. V. GE–23. № 4.
3. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1975. 172 с.
4. Yeh K. C., Liu C. H. //Radio Science. 1977. V. 12. № 5. P. 671–680.
5. Liu C. H., Yeh K. C. //IEEE Trans. Antennas and Propag. 1978. V. AP–26. № 4. P. 561–566.
6. Виноградов В.В., Костерин А.Г., Медовиков А.С., Саичев А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 10. С. 1227–1235.
7. Банах В.А., Чен Б.Н. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 106–107.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
г. Томск

Поступила в редакцию
2 июля 1990 г.

V. P. Aksenov, V. A. Banakh, B. N. Chen. Influence of Conditions of Diffraction on the Emitting Aperture on the Time of Laser Pulse Propagation through Refractive Atmosphere.

It is shown in the paper that the arrival time of a light pulse propagating through the refractive atmosphere depends upon the mode of diffraction on the transmitting aperture. Some estimates of its effect influence on the range measurements accuracy are made.