

О.И. Алдошина, В.В. Бачериков, В.А. Фабриков

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА
И УТОЧНЕНИЕ КООРДИНАТ ИЗОТРОПНО ИЗЛУЧАЮЩЕГО
ИСТОЧНИКА ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ОБЛАКОВ**

Рассмотрена возможность корректировки искажающего влияния трассы на сигналы от нестационарного изотропно излучающего источника, наблюдаемого с помощью опто-электрической системы высокого разрешения через однородный слой облаков. Приведены расчетные соотношения для восстановления информации о временной дисперсии излученного сигнала и координатах источника по результатам раздельного измерения сигналов от нескольких произвольно выбранных точек светящегося пятна на верхней границе облаков. Рассмотрение основано на известных решениях задачи о распространении световых импульсов с плоским фронтом в анизотропно рассеивающей среде в малоугловом приближении теории переноса излучения.

В технике дистанционного зондирования встречаются задачи, связанные с регистрацией оптических сигналов от изотропно излучающих импульсных источников, отделенных от регистрирующего устройства слоем облаков. Если этот слой плотен и подавляет прямую составляющую излучения, то сигналы приходят на приемник не непосредственно от источника, а от различных точек светящегося пятна, возникающего на верхней границе слоя (плоскость $z = 0$, рис. 1) в результате рассеяния. Распределение интенсивности рассеянного излучения на внешней границе слоя в приближении тонкого диффузно рассеивающего экрана аппроксимируется выражением

$$U(r) = (1 + r^2/h^2)^{-3/2} \exp\{[(1 + r^2/h^2)^{1/2} - 1](\Lambda - 1)\tau_0\}, \tag{1}$$

в котором h — расстояние от источника до внешней границы слоя; r — радиальная координата на плоскости $z = 0$, отсчитываемая от центральной точки пятна 0; τ_0 — оптическая толщина слоя в направлении от источника на центр пятна; Λ — вероятность выживания кванта в процессе однократного рассеяния, для водяных капель в видимом диапазоне спектра близкая к единице. После прохождения сигнала через слой облаков информация о форме излучаемого импульса и координатах источника частично теряется. Необходима корректировка искажающего влияния трассы.

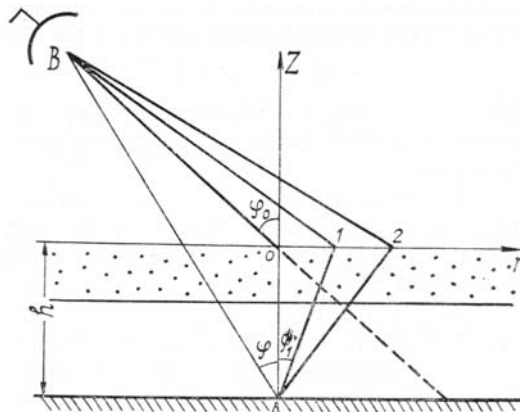


Рис. 1. Схема наблюдения за нестационарным изотропным источником излучения через слой облаков

В реальном приемнике с конечной по ширине диаграммой направленности регистрируемый сигнал образуется наложением большого числа запаздывающих относительно друг друга сигналов от отдельных точек пятна. Это приводит к растягиванию результирующего импульса. При наблюдении с больших расстояний ($s = AB \gg h$) эффект растягивания можно описать импульсной функцией $\xi(t)$ получаемой из распределения (1) с помощью координатного преобразования (уравнение изохроны)

$$(1 + x^2/h^2 + y^2/h^2)^{1/2} + x \sin \varphi / h = t / t_0; \quad t_0 = h/c, \quad t \geq t_0 \cos \varphi, \tag{2}$$

где φ — угол визирования; c — скорость света. Функцию $\xi(t)$ находят, интегрируя $U(r = \sqrt{x^2 + y^2})$ по x и y в пределах

$$n_{2,1}(t; y) = \frac{h}{\cos \varphi} [\mp (t^2/t_0^2 \cos^2 \varphi - 1 - y^2/h^2)^{1/2} - (t/t_0) \operatorname{tg} \varphi],$$

$$m_{2,1}(t) = \pm h(t^2/t_0^2 - 1)^{1/2},$$

определяемых уравнением (2). Она задается выражением

$$\xi(t) = A \frac{d}{dt} \int_{m_1}^{m_2} dy \int_{n_1}^{n_2} dx U(x, y), \quad t \geq t_0 \cos \varphi, \quad (3)$$

в котором A — нормировочный множитель. Ограничиваясь членами первого порядка малости по $\sin^2 \varphi$, из (2) и (3) получаем

$$\xi(t) = \eta \frac{\Delta \omega \cos \varphi}{2\pi t_0} \left(\frac{t_0}{t}\right)^2 \left[1 - \frac{3}{2} \sin^2 \varphi \left(\frac{t_0}{t}\right)^2\right], \quad (4)$$

где $\Delta \omega$ — телесный угол, под которым входной зрачок приемника виден из места расположения источника; η — коэффициент пропускания слоя. Длительность отклика q на некотором уровне сигнала связана с протяженностью светящегося пятна l на том же уровне соотношением

$$q \simeq (l/c) [(1 + h^2/l^2)^{1/2} + \sin \varphi - (h/l) \cos \varphi]. \quad (5)$$

На эту величину растягивается во времени выходной сигнал, представляющий собой свертку входного сигнала с импульсным откликом системы $\xi(t)$.

Восстановление первоначальной формы сигнала при известной импульсной функции трассы $\xi(t)$ осуществляется методами решения некорректных задач, связанных с интегральными уравнениями первого рода типа свертки [1].

В случае приемника с узкой диаграммой направленности, позволяющей разрешать участки наблюдаемой поверхности размером $c \cdot \Delta t$, где Δt — требуемое временное разрешение системы, рассмотренный эффект устраняется. Однако остаются эффекты запаздывания, связанные с многократным рассеянием излучения, проходящего через слой облаков. Если система разрешает отдельные точки пятна и позволяет измерить приходящие от них на приемник сигналы порознь, то по результатам измерений, пользуясь той или иной моделью распространения волн через облако, можно оценить искажения, вызываемые многократным рассеянием, и восстановить информацию о первоначальной форме импульса и координатах источника. Ниже рассмотрен один из вариантов такой процедуры. Рассмотрение опирается на известное решение задачи о распространении световых импульсов в однородном слое облаков в малом угловом приближении теории переноса излучения через анизотропно рассеивающие среды [2–4].

Дисперсия (второй момент распределения энергии во времени) D_1 импульса с плоским световым фронтом, прошедшего в слое облаков расстояние L , отличается от начальной дисперсии импульса D_0 на величину

$$D_s = \frac{\alpha^4}{2c^2} \int_0^L (L - \xi) [g\tau_s(\xi) + \tau_s^2(\xi)] d\xi. \quad (6)$$

В этом уравнении $\alpha^2 \equiv \langle \gamma^2 \rangle$ — дисперсия угла отклонения луча в элементарном акте рассеяния, определяемая видом индикатрисы рассеяния $p(\gamma)$; $\tau_s = L\tau = \tau$; $g = \alpha^{-4} \langle \gamma^4 \rangle$ [2]. Для однородной трассы с индикатрисой рассеяния, допускающей аппроксимацию гауссовой функцией [3],

$$p(\gamma) = (4/\alpha^2) \exp(-\gamma^2/\alpha^2),$$

величина D_s определяется выражением

$$D_s = (\alpha^4/6) t_L^2 (\tau_s + \tau_s^2/4), \quad (7)$$

в котором

$$\alpha^2 = [2,65 (d/\lambda)^2]^{-1}, \quad (8)$$

D — средний диаметр капель в облаке; λ — длина волны излучения; $t_L = L/c$. Дисперсия D_s связана с шириной полосы когерентности ω_k [3] отношением: $D_s = 2,8/\omega_k^2$.

Полагая фронт волны на больших расстояниях от источника локально плоским (в пределах разрешаемого аппаратурой участка слоя облаков), можно воспользоваться приведенными формулами для нахождения высоты h верхней границы облаков, оптической толщины слоя в вертикальном направлении $\tau_{s0} \approx \tau_0$ и начальной дисперсии импульса D_0 по результатам измерения формы сигналов, приходящих на приемник от трех различных произвольно выбранных точек светящегося пятна. Если все точки лежат в одной плоскости XZ , то

$$h = (x^2 - \delta^2 c^2) (\delta c - x \sin \varphi)^{-1} \cdot 2^{-1};$$

$$D_0 = D_{10} - D_s;$$

$$D_{s0} = \frac{(A_2^4 - A_2^3) \Delta_1 - (A_1^4 - A_1^3) \Delta_2}{(A_2^4 - 1)(A_1^3 - 1) - (A_1^4 - 1)(A_2^3 - 1)}; \quad (9)$$

$$\tau_{s0} = 4 \frac{(A_2^3 - 1) \Delta_1 - (A_1^3 - 1) \Delta_2}{(A_1^4 - 1) \Delta_2 - (A_2^4 - 1) \Delta_1}.$$

В уравнениях (9) δ — разность зафиксированных моментов времени появления импульсов от точки 0 и от одной из других выбранных точек, отстоящих от 0 на расстояния x_i ; D_{10} — измеренная дисперсия импульса от точки 0; Δ_i — разности дисперсий импульсов от i -й точки и от точки 0 светящегося пятна;

$$A_i = (\cos \psi_i)^{-1} = (1 + x_i^2 / h^2)^{1/2}, \quad i = 1, 2. \quad (10)$$

Зная высоту облаков h , по угловой координате φ_0 точки 0 и известному расстоянию s между источником и приемником можно определить угловую координату источника φ . При $s \gg h$ имеем

$$\varphi = \varphi_0 - h \sin \varphi_0 / s. \quad (11)$$

По рассчитанному значению D_{s0} и измеренному спектру огибающей сигнала на выходе слоя облаков $E_{10}(\omega)$ можно восстановить (в ограниченной полосе частот $\omega < (\alpha^2 \tau_s)^{-3/2} (H/c)^{-1}$, где H — геометрическая толщина слоя [2]) спектр огибающей на входе:

$$E_0(\omega) = \kappa E_{10}(\omega) \exp(D_{s0} \omega^2 / 2). \quad (12)$$

Тем самым определяется и форма импульса на входе. Постоянная κ в формуле (12) зависит от τ и λ .

Представление индикатрисы рассеяния $p(\gamma)$ гауссовой функцией не всегда может рассматриваться как хорошее приближение [4, 5].

В более общем случае величину D_s следует представлять выражением

$$D_s = a \alpha^4 t_L^2 (\tau_s + b \tau_s^3 + e \tau_s^4), \quad (13)$$

в котором коэффициенты b и e не обязательно равны, как в формуле (6), одной четвертой и нулю соответственно. Для экспериментального определения D_s в этом более общем случае нужна раздельная регистрация сигналов уже не от трех, а от большего числа точек. Это усложняет процедуру измерений. Для полихроматического источника излучения измерения можно упростить, регистрируя сигналы от одной точки, но в различных спектральных диапазонах. При этом учитывается, что входящая в формулу (13) величина α^4 пропорциональна длине волны излучения λ в четвертой степени [6].

При достаточно высокой разрешающей способности аппаратуры, когда запаздыванием сигналов от различных точек наблюдаемого участка поверхности можно пренебречь по сравнению с эффектами многократного рассеяния, основной вклад в погрешность определения D_s и τ_s по формулам (9) дает погрешность малоуглового приближения. Для не слишком больших значений τ она оценивается величиной [2]

$$\sigma_D = 150 \alpha^2 \tau_s, \quad (14)$$

при $d/\lambda = 3$ близкой к $1,5\tau_s$, %. Инструментальные погрешности, связанные с измерением регистрируемых величин, также могут оказаться существенными в реальных условиях эксперимента. Эти величины входят в формулы для вычисления D_s и τ_s в виде разностей с весовыми множителями, зависящими от расстояния между выбранными для измерений точками. Их вклад в общую погрешность определения D_s и τ_s становится малым, сравнимым с погрешностью измерения Δ_i , когда расстояния между этими точками x_i сравнимы с h .

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука. 1986. 287 с.
2. Долин Л. С. //Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 1. С. 55–64.
3. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир. 1981. 317 с.
4. Ito S. //Radio Sci. 1980. V. 15. № 5. P. 893–901.
5. Walker P. L. //Appl. Opt. 1987. V. 26. № 3. P. 524–528.
6. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ. 1961. 536 с.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений, Москва

Поступила в редакцию
14 октября 1988 г.

O. I. Aldoshina, V. V. Bacherikov, V. A. Fabricov. Pulse Shape and Source Coordinates Correction in an Optical Remote Sensing through the Clouds for Isotropically Radiating Object.

Possibility of signal's dispersion and source's coordinates reconstruction in an optical remote sensing through the homogeneous clouds is discussed conformably to isotropically radiating objects. Reconstruction can be done by means of calculation using the simple formulae based on familiar solutions of radiative transfer equation for pulse propagation in the forward-scattering medium. It is possible if resolution of optical system is sufficiently high to register signals from different points of the luminous region on the top of the clouds separately. The error of the method involves in the error of small-angle approximation.