

В.Н. Крутиков, А.В. Фабриков

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СИГНАЛОВ ПРИ КОСМИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ ПОДОБЛАЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ВНИИ оптико-физических измерений, Москва

Поступила в редакцию 15.07.98 г.

Принята к печати 05.05.99 г.

Предложен алгоритм восстановления сигнала от подоблачного источника импульсного оптического излучения, лоцируемого информационно-измерительной системой космического базирования. Для деконволюции сигналов используется аналитическая модель трассы их прохождения через атмосферу с облачным слоем. Некоторая модификация известного математического аппарата, не меняя характеристик модели применительно к прямым задачам, дает возможность решения обратной задачи – определения числовых значений параметров трассы по выходным данным ИИС КБ и, в итоге, деконволюции генерируемого источником сигнала. Вычислительный процесс осуществляется автоматически на основе цифрового процессора с быстрым трансверсальным фильтром в адаптивном режиме работы.

1. Космические системы глобального наблюдения (КСН), включающие в себя группировки космических аппаратов (КА), наземные и бортовые вычислительные устройства и средства дистанционного зондирования, образуют класс информационных систем с иерархической структурой, элементы которой связаны между собой каналами обмена информацией – символическими сообщениями. Средства измерений входят в КСН как источники (не единственные) информации [1]. Их наличие, само по себе, еще не делает КСН измерительной системой.

Одним из возможных применений КСН как измерительной системы являются локация и измерение характеристик самосветящихся объектов по их излучению. Речь идет о косвенных измерениях; задачи оптического дистанционного зондирования [2, 3] относятся к классу обратных и, как правило, некорректно поставленных [3, 4]. При решении таких задач важную роль играют методы моделирования полей сигналов на входах приемной аппаратуры КА [5]. КСН превращается в специализированную информационно-измерительную систему космического базирования (ИИС КБ), если в нее введены адекватные модели зондируемого объекта, трассы распространения сигналов и фоновой обстановки и соответствующие алгоритмы обработки данных. Эти элементы являются неотъемлемой частью ИИС КБ.

Последняя уподобляется гипотетическому измерительному прибору (разновидность измерительно-вычислительного комплекса, ИВК), предельные возможности которого могут быть существенно выше, чем у исходного. Методы редукции к такому гипотетическому прибору в гильбертовом пространстве разработаны в [6] применительно к простейшей математической модели измерений $[A, \Sigma]$, задаваемой парой операторов (A – модель измерительного прибора, Σ – корреляционный оператор погрешностей измерения), с ограничениями и без ограничений на уровень шума. В рассматриваемом нами случае, относящемся к локации источников, задача редукции усложняется: возникают дополнительные трудности, связанные с прохождением сигнала по пролегающей в атмосфере трассе и проблемой деконволюции [7]. Анализ этих неопределенностей и путей их устранения посвящена данная работа.

Лучшие оценки влияния атмосферы на форму распространяющегося сигнала дает статистическое моделирование методом Монте-Карло эффектов взаимодействия излучения с рассеивающими центрами среды – флуктуациями показателя преломления (рэлеевское рассеяние), аэрозольными частицами и водяными каплями дождя и облаков (рассеяние Ми). Возможности Монте-Карло применительно к задачам атмосферной оптики хорошо известны. Этим методом пользуются обычно как эталонным. Недостатком его является громоздкость вычислений. Из численных методов по точности и надежности с ним может сравниться F_n -метод Сиверта, основанный на разложении решения по полной системе собственных функций Кейза (сингулярные собственные функции однородного уравнения переноса). Но он также громоздок [8].

Сфера применимости статистического моделирования для контроля за изменением ситуаций на поверхности Земли ограничена проверкой результатов, получаемых другими, более эффективными вычислительными методами.

Эффективны вычислительные методы, основанные на простых аналитических моделях трассы с небольшим числом параметров. Ранее была предложена такая модель [9]. Она хорошо описывает прохождение сигнала через оптически толстые слои атмосферы. В рамках этой модели, однако, трудно решаются обратные задачи, связанные с определением числовых значений характеризующих трассу параметров по выходным данным системы. Определить же параметры трассы прямыми методами не всегда представляется возможным, особенно если это требуется сделать за короткое время. Ниже излагается модифицированный вариант теории, основанный на допущениях той же степени общности, что были приняты в [9], но представленный в более удобной для решения задач дистанционного зондирования форме.

2. Рассмотрение проводится в рамках теории систем и преобразований с использованием математического аппарата Фурье-оптики. Трасса распространения сигналов рассматривается как линейная инвариантная к сдвигам система. Под сигналом, относительно которого определяются характеристики системы, понимается огибающая импульса

генерируемого источником оптического излучения. Полоса частот, в пределах которой передаточная функция трассы для таких сигналов отлична от нуля, не превышает 100 кГц. Она соответствует радиодиапазону. Оптическое излучение является лишь переносчиком сигнала; его частота играет роль несущей.

Речь идет о восстановлении первоначальной формы генерируемого источником сигнала $f(t)$, представляемого при регистрации сверткой с импульсным откликом трассы $h_i(t)$:

$$f_i(t) = f(t) * h_i(t) + n_i(t), \quad i = 1, \dots, m \quad (1)$$

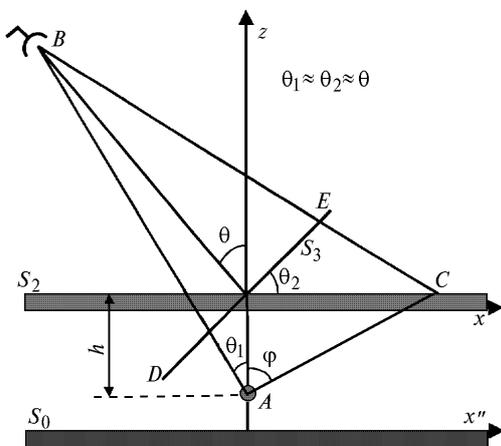
или, в частотной области,

$$F_i(\omega) = F(\omega) H_i(\omega) + N_i(\omega), \quad i = 1, \dots, m. \quad (2)$$

Здесь m соответствует числу зарегистрировавших сигнал КА; обычно $m = 5 \div 8$. При записи (1) и (2) мы упростили задачу, ограничившись учетом импульсного отклика $h_i(t)$ и передаточной функции $H_i(\omega)$ трассы и отбросив для простоты рассмотренную аппаратную функцию приемного устройства $h_a(t)$ и соответственно $H_a(\omega)$. Регистрация осуществляется на фоне шума. Шум аддитивный с гауссовым распределением во временной (n) и частотной (N) областях. Структура отклика известна, она определяется моделью трассы. Но не всегда известны численные значения входящих в модель параметров трассы. Их приходится находить непосредственно из зашумленных данных регистрации сигналов $f_i(t)$.

Задача восстановления функции $f(t)$ по данным регистрации $f_i(t)$ некорректна, она представлена интегральным уравнением (1) первого рода. Для ее регуляризации используются: избыточность системы уравнений (2); допущение частотной ограниченности всех входящих в расчеты функций; сглаживающие свойства адаптивного НК-фильтра, используемого для оценивания параметров модели.

Модель трассы строится следующим образом. Находим распределение интенсивности и времен запаздывания волны излучения (интегрального запаздывания) на всех лучевых траекториях от A до B на верхней границе S_2 облачного слоя (рисунок) при гармоническом воздействии $\exp(i \omega t)$ на вход трассы. Затем проводим суммирование на приемной апертуре КА всех парциальных волн, соответствующих различным траекториям прохождения сигнала через облачный слой.



Интегрирование удобно проводить не по S_2 , а по нормальной к лучу OB поверхности S_3 , след которой пред-

ставлен на рисунке линией DE . Для удаленного «на бесконечность» ($OB \approx 2 \times 10^4$ км) приемного устройства пучок лучей от светящегося пятна на S_3 (диаметром 15–20 км) можно считать плоскопараллельным, пренебрегая различием между углами θ и, например, θ_1 .

Пространственно-временное распределение интенсивности оптического излучения на S_3 представляется выражением

$$I(r, \psi; \omega) = f(r, \psi) f(\Delta_r) \exp[-i \omega \tau(r, \psi; t_0) - i \omega \Delta_r]. \quad (3)$$

Параметризация в S_3 произведена с помощью системы световых лучей: переменные r и ψ характеризуют точку на S_3 , соответствующую лучу, прошедшему через поверхность S_3 в точке с цилиндрическими координатами r, ψ . Через $\tau = \tau_0 + \tau_1$ обозначено запаздывание τ_0 волны в точке r по сравнению с волной, идущей по прямой траектории AB , $\tau_0 = t_0 [(\cos \varphi)^{-1} + x \sin \theta - \cos \theta]$, а также общее запаздывание, обусловленное диффузным характером излучения в слое $\tau_1 = t_0 KR \approx 0,73(H/h) t_0 R$ [10]. Введя обозначение $R = 1/\cos \varphi = \sqrt{1 + (r/h)^2}$, представим τ в виде

$$\tau = t_0 [R(1 + K) + \sqrt{R^2 - 1} \sin \theta \cos \psi - \cos \theta]. \quad (4)$$

Структура этого выражения оказывает наибольшее влияние на передаточную функцию системы $H(\omega)$.

Функции $f(r, \psi) = f(r)$ и $f(\Delta)$ описывают плотность потока излучения в точке (r, ψ) и разброс фотонов по пробегам (временам запаздывания), приходящим в эту точку от источника.

Для вычисления $f(r)$ нужно решить задачу переноса неполяризованного оптического излучения через слой облаков к КА от точечного источника, расположенного на расстоянии $(h - H)$ от нижней границы слоя. Прямое решение задачи представляется затруднительным. Воспользуемся приемом, предложенным в [11]. Будем считать, что на каждый элементарный участок нижней границы слоя под углом $\varphi = \arccos(1/R)$ падает плоская волна с интенсивностью $\sim (hR)^2$. Прохождение через слой плоской волны рассчитывается приближенными методами переноса, допускающими для оптически толстых слоев простые аналитические решения. Мы пользовались в расчетах методом Чу [12], реализующим идею Хартела о представлении поля излучения в слое суммой интенсивностей различного порядка рассеяния, с каждым из которых связывается своя фазовая и весовая функции. Параллельно расчеты проводились методом приближения уравнений Амбарцумяна. В обоих случаях получены близкие результаты, хорошо аппроксимируемые сглаживающей функцией

$$f(r) = CR^{-1} \exp(-R/R_0), \quad R_0 = 2/3. \quad (5)$$

Значение $R_0 = 2/3$ может быть скорректировано (при необходимости) в ходе эксперимента по определению параметров трассы.

Разброс времен свободного пробега фотонов для каждой траектории описывается нормированной экспоненциальной функцией $f(\Delta_r)$ с шириной распределения $\alpha t_0 \approx 2R(H/c) \approx 3H/c$. Это несколько отличается от того, что было принято ранее в [9], но практически не изменяет вида $H(\omega)$ и согласуется с данными работы [13].

3. Интегрируя распределение интенсивности на поверхности S_3 по переменным r, ψ, Δ_r , с учетом равенства $r dr = h^2 R dR$ и уравнения Бесселя

$$(2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\psi \exp(iv \cos \psi) = J_0(v)$$

приходим к удобному для вычислений аналитическому выражению

$$H(\omega) = A_0[(i\omega\alpha t_0 + 1)^{-1} \cos \theta] \exp(i\omega t_0 \cos \theta) \times \int_1^{\infty} J_0(\omega t_0 \sin \theta \sqrt{R^2 - 1}) \exp(-pR) dR; \quad (6)$$

$$p = (R_0)^{-1} + i\omega t_0 (1 + K).$$

Интегралы такого типа известны, они встречаются в ряде областей физики. Например, при расчете бесконечно длинных линий с потерями, но без утечки [14]. С учетом формул преобразования Лапласа из (6) получаем передаточную функцию трассы

$$H(\omega) = A_0[(i\omega t_0 + 1)^{-1} \cos \theta] \exp(i\omega t_0 \cos \theta) W(\omega); \quad (7)$$

$$W(\omega) = \{ \exp[-s\sqrt{(i\omega + r)^2 - q^2}] \}; [s\sqrt{(i\omega + r)^2 - q^2}]^{-1},$$

где

$$s = t_0(1 + K) \sqrt{1 - (\sin \theta)^2 (1 + K)^{-2}}; \quad (7a)$$

$$r = (1 + K) (s^2 R_0)^{-1}; \quad q = (1 + K)^{-1} r \sin \theta.$$

Для импульсного отклика системы $h(t)$ при этом находим

$$h(t) \triangleq F^{-1}\{H(\omega)\} = h_1(t) * h_0(t), \quad (8)$$

где

$$h_1(t) = (\alpha t_0)^{-1} \exp[-t(\alpha t_0)^{-1}],$$

$$h_0 = A_0(\alpha t_0)^{-1} \exp(-r t_0 \cos \theta) s^{-1} \exp(-r t) \times \int_0^{\infty} I_0(q \sqrt{(t + t_0 \cos \theta)^2 - s^2}) U(t - \delta_1) dt. \quad (8a)$$

Здесь $\delta_1 = s - t_0 \cos \theta$ – запаздывание сигнала, обусловленное его прохождением через облачный слой.

Постоянная A_0 в (7) и (8) находится из условия энергетического баланса:

$$H(0) = \int_1^{\infty} h(t) dt = E = \eta \Omega (\pi)^{-1} E_0 \cos \theta,$$

где E – мощность, регистрируемая на выходе системы при воздействии на вход дельта-импульса; E_0 – мощность, излучаемая источником в верхнее полупространство (в нашем случае $E = 1/2$); η – коэффициент пропускания энергии излучения облачным слоем (0,2–0,3 при оптической толщине слоя $\tilde{\tau} \geq 20$); $\Omega = Sz^{-2}$ – телесный апертурный угол приема (S – площадь входного зрачка, z – расстояние от источника до приемника). Из $H(0) = A_0 \cos \theta W(0)$ следует

$$A_0 = (R_0)^{-1} \exp(1/R_0) \eta \Omega (2\pi)^{-1}.$$

4. Варьируемыми параметрами модели, кроме угла наблюдения θ , являются высота верхней границы облачного слоя h и его геометрическая толщина H . Они входят в уравнения (7)–(10) через $t_0 = h/c$, $K = 0,73(H/h)$ и $\alpha = 3H/h$. Ниже рассматривается возможность определения числовых значений этих параметров по данным измерений, проводимых космической информационно-измерительной системой (ИИС КБ) при локации источника. Одновременно по данным эксперимента может быть уточнено численное значение постоянной R_0 , характеризующей размер светящегося пятна в облаке при заданном h , и проверена правильность оценивания углов наблюдения θ . Оптическая толщина слоя $\tilde{\tau}$ в уравнения (7)–(8) в явном виде не входит. Нужно только, чтобы она была достаточно большой для возможности описания процессов распространения в облачном слое уравнением переноса в диффузном приближении ($\tilde{\tau} > 15$).

Нас будут интересовать в процессе вычислений отношения величин $F_i(\omega) \equiv F(\omega; \theta_i)$ при различных значениях угла θ :

$$\xi_{ij}(\omega) = F_i(\omega)/F_j(\omega) = H_i(\omega)/H_j(\omega). \quad (9)$$

Для углов $\theta_i = \theta_1$ и $\theta_j = \theta_2$ имеем

$$\xi_{12}(\omega) = (\cos \theta_1 / \cos \theta_2) (u_1 / u_2) \times \exp[u_2 - u_1 + i\omega t_0 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)],$$

$$u_k = \sqrt{[i\omega t_0 (1 + K) + (R_0)^{-1}]^2 + (\omega t_0 \sin \theta_k)^2}, \quad (10)$$

$$k = 1, 2.$$

Это основное уравнение, используемое для определения числовых значений параметров модели по данным эксперимента и устранения искажающего влияния трассы на форму сигнала $f(t)$. Величины $\xi(\omega)$ определяются при локации источника многопозиционной ИИС КБ по виду зарегистрированных различными КА сигналов. Их можно вычислить непосредственно как отношение спектров $F_1(\omega)$ и $F_2(\omega)$. Но удобнее для нахождения $\xi(\omega)$ применить процессор на основе быстрого трансверсального фильтра (БТФ), дающий более точные и надежные результаты. При подаче на БТФ в качестве входного и опорного сигналов $f_1(t)$ и $f_2(t)$, передаточная функция БТФ в установившемся режиме его работы хорошо аппроксимируется отношением $H_1(\omega)/H_2(\omega)$. Принцип работы и характеристики процессора описаны в [15, 16].

Рассмотрим случай малых $a = (\omega t_0 \sin \theta)^2$, полагая $a \lesssim 1$. Для первоначальных расчетов удобно аппроксимировать уравнение (10), записав его для малых a в виде $\xi(\omega)/\xi(0) = 1 + M_1(\omega) - iM_2(\omega)$. Здесь

$$M_1(\omega) = [(\omega t_0)^2 / 2] w_1(\omega) (\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1); \quad (11)$$

$$M_2(\omega) = [(\omega t_0)^2 / 2] w_2(\omega) (\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1) + \omega t_0 (\cos \theta_2 - \cos \theta_1); \quad (12)$$

$$w_1(\omega) = \{[\omega t_0 (1 + K)]^2 [(R_0)^{-1} - 1] + [1 + (R_0)^{-1}] (R_0)^{-2} \} \{[\omega t_0 (1 + K)]^2 + (R_0)^{-2} \}^{-1}, \quad (13)$$

$$w_2(\omega) = \omega t_0 (1 + K) \{ (R_0)^{-1} + (R_0)^{-2} + [(\omega t_0)^2 (1 + K)] \}. \quad (14)$$

Значения $M_1(\omega)$ и $M_2(\omega)$, так же как и θ_1 , θ_2 , считаются известными из эксперимента (обработку данных в эксперименте по локации источника и определение углов θ_1 и θ_2 можно проводить, например, по методике [17]). При $(\omega t_0)^2 \ll 1$ из (11) вычисляем t_0 , а из (12) – R_0 . После этого при значениях $(\omega t)^2 \approx 1/2$ легко находим K . Найденные из (11) и (12) оценки проверяются затем с помощью (10).

Зная $K = 0,73(H/h)$ и $t_0 = h/c$, вычисляем H и h . После нахождения H и h и уточнения (при необходимости) R_0 модель трассы (7)–(8) становится полностью определенной, а форма сигнала $f(t)$ восстановленной.

5. Восстановление исходной формы $f(t)$ генерируемого источником сигнала по описанной выше схеме деконволюции уравнений (2) с использованием выходных данных лоцирующей системы устраняет возмущающее влияние трассы на условия функционирования ИИС КБ и повышает устойчивость работы станции в естественных условиях ее эксплуатации при меняющейся метеорологической обстановке.

Полученные при деконволюции уравнений (2) данные можно использовать для подавления шумовых составляющих зарегистрированных сигналов и внесения поправок в найденные при локации источника значения углов θ_i , $i = 1, \dots, N$.

Авторы глубоко признательны В.Е. Зуеву за то, что его интерес к этой проблеме явился стимулом для работы над ее решением.

1. Савин А.И. Принципы построения космических систем глобального наблюдения // Исследование Земли из космоса. 1993. № 1. С. 40–47.
2. Креков Г.М., Орлов В.М., Белов В.В. и др. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
3. Twomey S. Introduction to the Mathematics of Inversion in Remote Sensing and Indirect Measurements. New York: Elsevier, 1977. 237 p.
4. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1982. 242 с.

5. Бондур В.Г., Савин А.И. Принципы моделирования полей сигналов на входе аппаратуры ДЗ аэрокосмических систем мониторинга окружающей среды // Исследование Земли из космоса. 1995. № 4. С. 24–33.
6. Пытьев Ю.П. Математические методы интерпретации эксперимента. М.: Высш. шк., 1989. 352 с.
7. Аверьянов К.П., Крутиков В.Н., Фабриков А.В., Фабриков В.А., Хромецкий А.П. Космические ИИС как разновидность глобальных информационных систем. Деконволюция сигналов // Тезисы докл. 18-й Всероссийской науч.-техн. конф. «Высокоскоростная фотография и фотоника». Москва, 26–27 ноября 1997 г.
8. Kumar S., Majumdar A., Tien C.L. The differential-discrete-order method for solutions of the equation of radiative transfer // ASME J. Heat Transfer. 1990. V. 112. P. 424–429.
9. Алдошина О.И., Бачериков В.В., Фабриков А.В. Учет облаков при дистанционном зондировании из космоса самосветящихся наземных объектов. 1. Передаточная функция и импульсный отклик трассы // Исследование Земли из космоса. 1995. № 5. С. 34–41; Бачериков В.В., Фабриков А.В., Алдошина О.И. Учет облаков при дистанционном зондировании из космоса самосветящихся наземных объектов. 2. Локация подоблачного источника излучения по данным спутниковых наблюдений // Исследование Земли из космоса. 1996. № 2. С. 18–24.
10. Ishimaru A. Diffusion of light in turbid material // Appl. Opt. 1989. V. 28. N 12. P. 2210–2215.
11. Адзериго К.С. Перенос излучения точечного источника через рассеивающий слой // ИФЖ. 1989. № 4. С. 653–658.
12. Chou Y.E. Approximate method for radiative transfer in scattering absorbing plane-parallel media // Appl. Opt. 1978. V. 17. N 3. P. 364–373.
13. Ito S., Furutsu K. Theory of light pulse propagation through thick clouds // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. N 4. P. 366–374.
14. Лаврентьев М.А., Шабат Б.Ш. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. 736 с.
15. Сталь Н.Л., Фабриков А.В., Фабриков В.А. Оценитель временных задержек сигнала на основе быстрого трансверсального фильтра (БТФ–ОВЗ) // Алгоритмы и структуры систем отображения информации: Сб. науч. тр. ТулГУ. Тула, 1994. С. 75–86.
16. Фабриков А.В., Алдошина О.И., Мамаева А.В. Оценивание времен запаздывания сигналов методом адаптивной фильтрации с применением сглаживающих сплайнов // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 8. С. 1213–1217.
17. Фабриков А.В. Неитерационные алгоритмы обработки данных при локации источников по измеренным разностям расстояний // Измерительная техника. 1996. № 7. С. 32–36.

V.N. Krutikov, A.V. Fabrikov **Reconstruction of Signals at Space Locating of Optical Radiation Sources through Cloud Layer.**

Signal reconstruction when locating radiation source systems through an optically thick cloud layer is treated. Algorithm of signal deconvolution regarding for inverse problems of satellite remote sensing is proposed as applied to omnidirectional emitter of light pulse. The algorithm is based on a simple analytical model of the signal propagation channel taking into account an influence of cloud layer.