

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

ПРОХОЖДЕНИЕ СИГНАЛОВ ОТ ИЗОТРОПНОГО ИСТОЧНИКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ОБЛАКОВ

Рассмотрена задача об импульсном отклике системы, включающей точечный изотропный источник оптического излучения, находящийся между слоем облаков и подстилающей поверхностью Земли, и удаленный на большое расстояние приемник излучения.

Впервые получено аналитическое решение задачи в приближенной модели, предлагающей замену подстилающей поверхности на диффузно-рассеивающую ламбертовскую поверхность, а облачного слоя — на тонкий диффузно-рассеивающий экран с ламбертовой индикатрисой. Получена зависимость от высоты расположения источника, слоя, альбедо поверхности и зенитного угла наблюдения. Получено общее выражение для любого числа рассеивающих экранов.

1. В литературе подробно рассмотрена задача о распространении через слой облаков узконаправленных пучков оптического излучения от стационарных и нестационарных источников [1–7]. Искажение формы сигнала для нестационарных источников такого излучения обусловлено эффектами многократного рассеяния фотонов на неоднородностях среды. Связанное с этим уширение импульсов составляет доли и единицы микросекунд [1].

Менее изучено влияние рассеивающих слоев на сигналы от изотропного излучающего источника. Здесь на эффекты многократного рассеяния фотонов накладывается значительно больший эффект разброса траекторий световых лучей, расходящихся от изотропного излучающего источника по различным направлениям и сходящихся снова на входе приемника после рассеяния на облачном слое. Уширение импульсов в этом случае значительно больше, чем для источников с узкой диаграммой направленности. Оно зависит от высоты облачного покрова и может достигать десятков микросекунд.

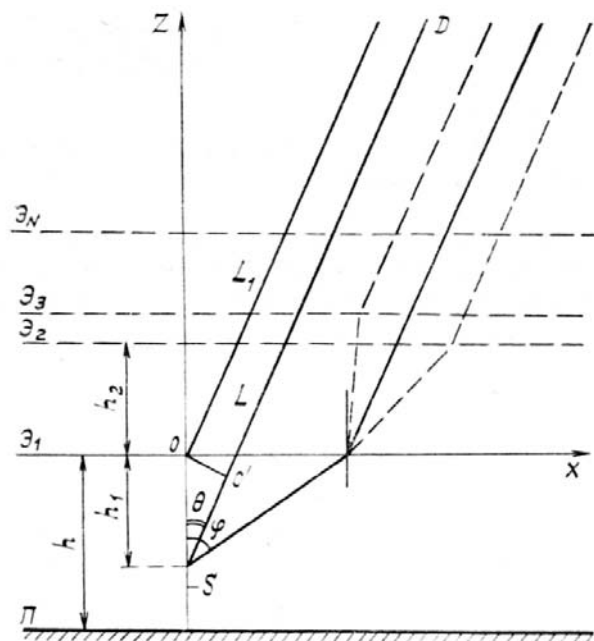


Рис. 1. Оптико-геометрическая схема системы: S — источник; Π — подстилающая поверхность; \mathcal{E}_i — рассеивающие экраны

В данной статье делается попытка построить модель трассы распространения сигналов от изотропного источника оптического излучения к удаленному от него на большое расстояние приемнику, адекватную задачам дистанционного зондирования поверхности Земли через плотные слои облаков, и

найти в рамках этой модели аналитические выражения для импульсного отклика и передаточной функции трассы.

Модель строится на основе изображенной на рис. 1 оптико-геометрической схемы. Облака представлены на схеме тонким диффузно рассеивающим излучение экраном Э, расположенным над источником S и подстилающей поверхностью Π на расстояниях h_1 и $h \geq h_1$ соответственно. Приемник D размещен над экраном под углом Θ к вертикали на расстоянии, значительно превышающем высоту облачного покрова h . Возможно обобщение модели на случай, когда расслоенный облачный покров представляется несколькими разнесенными между собой экранами. Экраны и подстилающая поверхность, светящиеся под действием падающего на них излучения, рассматриваются как вторичные источники излучения с ламбертовыми свойствами — яркость их свечения не зависит от угла наблюдения Θ , а плотности потоков пропорциональны $\cos\Theta$.

При построении модели используются хорошо известные в оптике и радиотехнике системные методы характеристики сигналов и преобразований [8–10]. Пользуясь этими методами, мы будем рассматривать трассу распространения сигналов через пространство с рассеивающими слоями как линейную стационарную (инвариантную к сдвигам во времени) систему, характеризуемую импульсным откликом и передаточной функцией. В общем случае следовало бы говорить о точечноимпульсном отклике $p(\mathbf{x}, t)$ и пространственно-временной передаточной функции системы [11]

$$P(\mathbf{v}, \omega) = \iiint p(\mathbf{x}, t) \exp[i(\mathbf{v}\mathbf{x} + \omega t)] d\mathbf{x}dt, \quad \mathbf{x} = \{x, y\}. \quad (1)$$

Мы, однако, ограничимся рассмотрением функций

$$f(t) = \iint p(x, t) dx dy \quad (2)$$

и

$$F(\omega) = F\{f(t)\} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(i\omega t) dt, \quad (3)$$

характеризующих временные свойства системы и описывающих ее отклик на импульсное $\delta(t)$ и гармоническое $\exp(i\omega t)$ воздействия на входе. Через $F(\dots)$ здесь обозначена операция Фурье-преобразования стоящей внутри скобок функции; $\delta(t)$ — дельта-функция Дирака.

Требование удаленности приемника, являющееся важным ограничительным условием для рассматриваемого класса задач, означает возможность аппроксимировать излучение на входе приемника плоскопараллельным пучком.

2. Определим импульсный отклик $f(t)$ системы, схематически представленной на рис. 1. Первичный импульс генерируемого источником излучения запишем в виде

$$W_0(t) = \delta(t). \quad (4)$$

Влиянием подстилающей поверхности вначале пренебрежем, приравняв альбедо поверхности A нулю.

Задача разбивается на три части: найти освещенность слоя под действием импульса излучения (4), описав ее в системе отсчета источника функцией распределения $I_0(\mathbf{x}, t)$; преобразовать $I_0(\mathbf{x}, t)$ к виду $I(\mathbf{x}, t)$, соответствующему пространственно-временному распределению светимости верхней границы слоя в системе отсчета приемника; вычислить интеграл

$$f(t) = \kappa \iint I(x, y, t) dx dy, \quad (5)$$

определяющий мощность регистрируемого приемником сигнала в момент времени t . Входящий в уравнение (5) коэффициент κ зависит от свойств рассеивающего слоя, угла наблюдения Θ и апертурного угла приемника $\Delta\Omega$. Для рассматриваемой модели с ламбертовым источником вторичного излучения и удаленным приемником

$$\kappa = \Delta\Omega \cos\Theta / \pi. \quad (6)$$

Распределение $I_0(\mathbf{x}, t)$ найдем, воспользовавшись законом $\cos^3\varphi$ для функции рассеяния слоя пространства применительно к изотропному точечному источнику некогерентного излучения [12]. В соответствии с этим законом распределение интенсивности излучения на поверхности экрана при $A = 0$ запишется в виде

$$I_0(x, y; h_1) = \frac{h_1}{4\pi} (h_1^2 + r^2)^{-3/2}, \quad (7)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние от точки наблюдения на поверхности экрана до центра светящейся области и

$$(1 + r^2/h_1^2)^{1/2} = \cos \varphi \quad (8)$$

– косинус угла φ между нормалью к экрану и направлением от источника S к точке экрана с координатами x, y (рис. 1). Множитель $h_1/4\pi$ в правой части уравнения (7) выбран из условия нормировки $I_0(x, y; h_1)$ на единичную энергию излучения в импульсе с учетом того, что на экране рассеивается лишь половина идущего от источника излучения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(x, y; h_1) dx dy = \frac{h_1}{2} \int_0^{\infty} \frac{r dr}{(h_1^2 + r^2)^{3/2}} = \frac{1}{2}. \quad (9)$$

В точку (x, y) излучение от источника приходит с задержкой во времени

$$\tau_0 = \sqrt{h_1^2 + x^2 + y^2}/c. \quad (10)$$

Пространственно-временное распределение освещенности экрана можно записать в виде

$$I_0(x, y, t; h_1) = \frac{h_1}{4\pi} (h_1^2 + r^2)^{-3/2} \delta(t - \sqrt{h_1^2 + r^2}/c). \quad (11)$$

В соответствии с выбранной моделью тонкого экрана светимость верхней границы слоя отличается от освещенности (11) лишь множителем

$$\eta_1 = 1 - R_1, \quad (12)$$

где η_1 – коэффициент пропускания, а R_1 – коэффициент отражения слоя. В системе отсчета, связанной с приемником, распределение светимости приобретает вид

$$I(x, y, t; h_1) = \eta_1 \frac{h_1}{4\pi} (h_1^2 + r^2)^{-3/2} \delta\left(t - \frac{\sqrt{h_1^2 + r^2} - h_1 \cos \Theta - x \sin \Theta}{c}\right). \quad (13)$$

При записи этого выражения мы сместили начало отсчета времени по отношению к моменту вспышки источника на величину L/c

$$L = L_1 + h_1 \cos \Theta,$$

расстояние от источника S до приемника D вдоль линии визирования SD ; c – скорость света. Задержка во времени для различных траекторий распространения сигнала через рассеивающий экран определяется в уравнении (13) выражением

$$\tau = \tau_0 + \frac{L_1 - x \sin \Theta}{c} - \frac{L}{c}. \quad (14)$$

Подстановка (13) в (5) позволяет вычислить отклик системы $f_{II}(t)$ без учета подстилающей поверхности.

Путем простых, хотя и громоздких преобразований получаем выражение:

$$f_{II}(t) = \kappa \eta_1 \frac{t_0}{2} \frac{p}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{3/2}}, \quad t \geq 0, \quad t_0 = h_1/c, \quad p = t + t_0 \cos \Theta. \quad (15)$$

Оно удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^t f_{II}(t) dt = \frac{\kappa \eta_1}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta}} \right] \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{\kappa \eta_1}{2}. \quad (16)$$

На рис. 2 приведено семейство рассчитанных по формуле (15) нормированных кривых $f_{II}(t)$ для значений угла Θ от 0 до 80°.

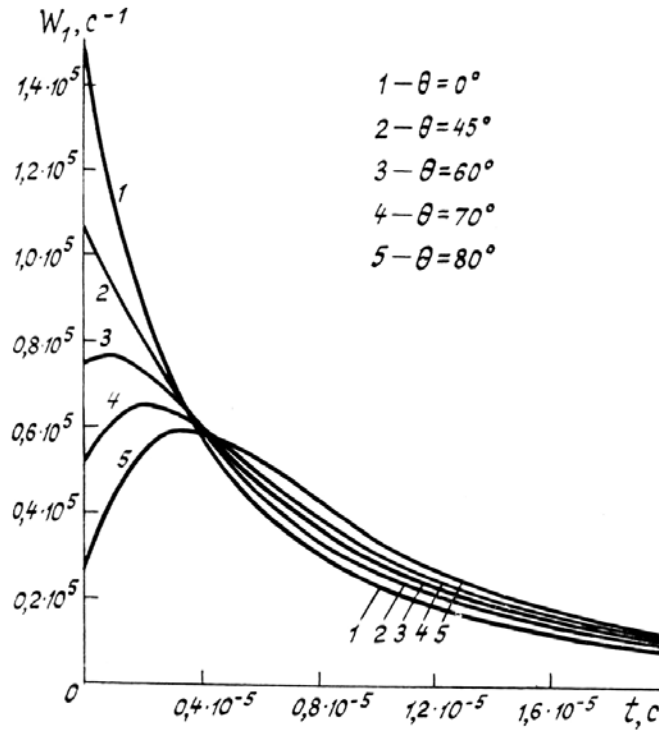


Рис. 2. Нормированный импульсный отклик при $A = 0$, $h_1 = 2$ км, $W_1(t) = f_n(t) / \int_0^\infty f_n(t) dt$

3. Для учета влияния подстилающей поверхности на импульсный отклик трассы кроме найденного выше выражения (15) нужно знать также импульсный отклик системы без подстилающей поверхности $f_n(t)$ на воздействие ламбертова точечного источника, расположенного на некотором расстоянии h от экрана. Вычисление $f_n(t)$ проводится по той же схеме, что и для $f_n(t)$, с той лишь разницей, что функция рассеяния слоя свободного пространства для ламбертова источника зависит от угла φ как косинус чет вертой, а не третьей степени [12].

Результат записывается в виде

$$f_n(t) = \kappa \gamma_1 \left[\frac{C_1}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{3/2}} + \frac{C_2}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{5/2}} \right], \quad t \geq 0, \quad (17)$$

где

$$C_1 = t_0^2 (2 + \sin^2 \Theta), \quad C_2 = -3t_0^4 \sin^2 \Theta.$$

Далее мы будем пользоваться нормированными функциями

$$f_n(t, h) = \frac{t_0}{2} \frac{p}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{3/2}} \quad (18a)$$

и

$$f_n(t, h) = \frac{C_1}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{3/2}} + \frac{C_2}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{5/2}}, \quad (18b)$$

отличающимися от $f_n(t)$ и $f_n(t)$ нормировочным множителем $\kappa \gamma_1$ и явным указанием в обозначении функции параметра h . В уравнениях (18)

$$t_0 = h/c, \quad p = t + t_0 \cos \Theta, \quad t \geq 0. \quad (19)$$

4. Влияние подстилающей поверхности на импульсный отклик системы определяется вкладом отраженного от поверхности излучения в светимость экрана. Без учета эффектов переотражения волн между экраном и подстилающей поверхностью этот вклад описывается формулой

$$I_1(x, y, t; h_1; h) = \gamma_{11} \frac{h - h_1}{4\pi} A \frac{h^2}{\pi} \iint dx' dy' [(h - h_1)^2 + x'^2 + y'^2]^{-3/2} \times \\ \times [h^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2]^{-2} \delta[t - \tau(x, y; x', y')], \quad (20)$$

в которой

$$\tau = \frac{\sqrt{(h - h_1)^2 + x'^2 + y'^2} + \sqrt{h^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2} - x \sin \Theta - h_1 \cos \Theta}{c}, \quad (21)$$

Последнее выражение удобно переписать в виде

$$\tau = \tau_1(x', y') + \tau_2(x - x', y - y') + \Delta, \quad (22)$$

где

$$\tau_1 = \frac{\sqrt{(h - h_1)^2 + x'^2 + y'^2} - x' \sin \Theta - (h - h_1) \cos \Theta}{c}; \\ \tau_2 = \frac{\sqrt{h^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2} - (x - x') \sin \Theta - h \cos \Theta}{c}; \quad (23)$$

$$\Delta = 2(h - h_1) \cos \Theta / c.$$

Вклад подстилающей поверхности в импульсный отклик системы в соответствии с уравнениями (5) и (20) записывается в виде

$$f_1(t) = \kappa \gamma_{11} A f_{11}(t - \Delta; h - h_1) * f_{11}(t; h), \quad (24)$$

а сам импульсный отклик — в виде

$$f(t) = \kappa \gamma_{11} [f_{11}(t; h_1) + A f_{11}(t - \Delta; h - h_1) * f_{11}(t; h)], \quad (25)$$

где * — символ свертки функций по переменной t ; через $f_{11}(t - \Delta; h - h_1)$ обозначена функция

$$f_{11}(t - \Delta; h - h_1) = \begin{cases} \frac{t_0}{2} \frac{p}{(p^2 + t_0^2 \sin^2 \Theta)^{3/2}}, & t > \Delta \\ 0, & t < \Delta \end{cases} \quad (26)$$

$$p = t - \Delta + t_0 \cos \Theta, \quad t_0 = (h - h_1) / c.$$

При выводе уравнения (24) мы воспользовались тождеством [9]

$$\delta(t - \tau_1 - \tau_2 - \Delta) = \delta(t - \tau_1 - \Delta) * \delta(t - \tau_2). \quad (27)$$

Возможность свести вычисление интеграла (5) от функции (20) к свертке (24) двух импульсных функций, $f_{11}(t - \Delta; h - h_1)$ и $f_{11}(t; h)$, обусловлена тем, что подынтегральное выражение после подстановки в него формулы (22) факторизуется по переменным (x, y) и (x', y') .

Вклад в импульсный отклик системы эффектов переотражения волн между экраном и подстилающей поверхностью рассчитывается по той же схеме. С учетом этих эффектов импульсный отклик $f(t)$ получается сверткой выражения (25) с функцией

$$S_1(t) = \delta(t) + \sum_{\kappa=1}^{\infty} \Phi_{\kappa}(t - \kappa \Delta_1; h), \quad (28)$$

где $\Phi_{\kappa}(t; h)$ — свертка κ одинаковых функций $\Phi_{\kappa}(t; h)$ вида

$$\Phi(t; h) = AR_1 f_{11}(t; h) * f_{11}(t; h); \quad (29)$$

Δ_1 — задержка переотраженного импульса во времени, определяемая формулой

$$\Delta_1 = 2h \cos \Theta / c. \quad (30)$$

Семейство кривых $f(t)$ построенных по формуле (25) с учетом эффектов переотражения волн между экраном с подстилающей поверхностью, приведено на рис. 3.

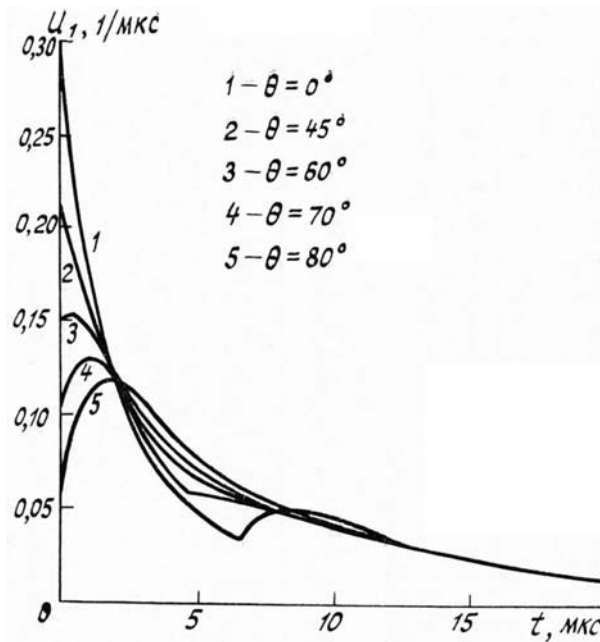


Рис. 3. Нормированный импульсный отклик при $A = 0,35$, $h = 2$ км, $h_1 = 1$ км

Также учитывается влияние дополнительных облачных слоев, аппроксимируемых экранами. Импульсный отклик системы из N рассеивающих экранов (рис. 1) с учетом эффектов переотражения волн между первым экраном и подстилающей поверхностью записывается в виде

$$f(t) = \kappa \eta S(t) * S_1(t) * S_2(t). \quad (31)$$

Здесь

$$S(t) = f_n(t; h_1) + A f_{n1}(t - \Delta; h - h_1) * f_n(t; h); \quad (32)$$

$S_1(t)$ определяется уравнением (28); $S_2(t)$ рассчитывается по формуле

$$S_2(t) = f_{11}(t; h_2) * \dots * f_{1N}(t; h_N), \quad (33)$$

h_i — расстояние между первым и i -м дополнительными экранами ($i = 2, 3, \dots, N$); η — результирующий коэффициент пропускания N слоев

$$\eta = \prod_1^N \eta_i. \quad (34)$$

5. Передаточная функция $F(\omega)$ определяется как Фурье-преобразование импульсного отклика $f(t)$ (см. формулу 3). Переход в частотную область упрощает аналитическое описание системы, позволяя операцию свертки функции заменить более простой операцией перемножения Фурье-образов [9],

$$F\{f_1(t) * f_2(t)\} = F\{f_1(t)\} \cdot F\{f_2(t)\},$$

и воспользоваться для суммирования рядов формулой геометрической прогрессии:

$$1 + r + r^2 + \dots + r^n = \frac{1 - r^{n+1}}{1 - r} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \frac{1}{1 - r}, \quad r < 1. \quad (35)$$

С учетом (34) и (35) из (31) получаем следующее выражение для передаточной функции трассы:

$$F(\omega) = \kappa\gamma \frac{F_{\Pi}(\omega; h_1) + AF_{\Pi}(\omega; h - h_1) F_{\pi}(\omega; h) \exp \left[i2\omega \left(\frac{h - h_1}{c} \right) \cos \Theta \right]}{1 - R_1 A \left[F_{\pi}(\omega; h) \exp \left(i\omega \frac{h}{c} \cos \Theta \right) \right]^2} \prod_{i=2}^N F_{\pi}(\omega; h_i), \quad (36)$$

где $F_{\Pi}(\omega; h)$ и $F_{\pi}(\omega; h)$ — Фурье-преобразования функций (18). Вид этих функций представлен на рис. 4 и 5.

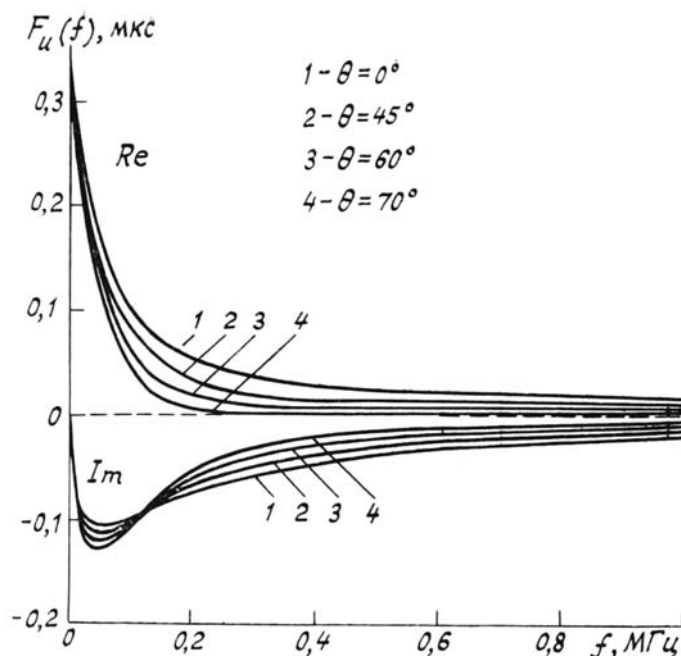


Рис. 4. Передаточная функция $F_u(f)$; Re — действительная часть; Im — мнимая часть; $f = \omega/2\pi$

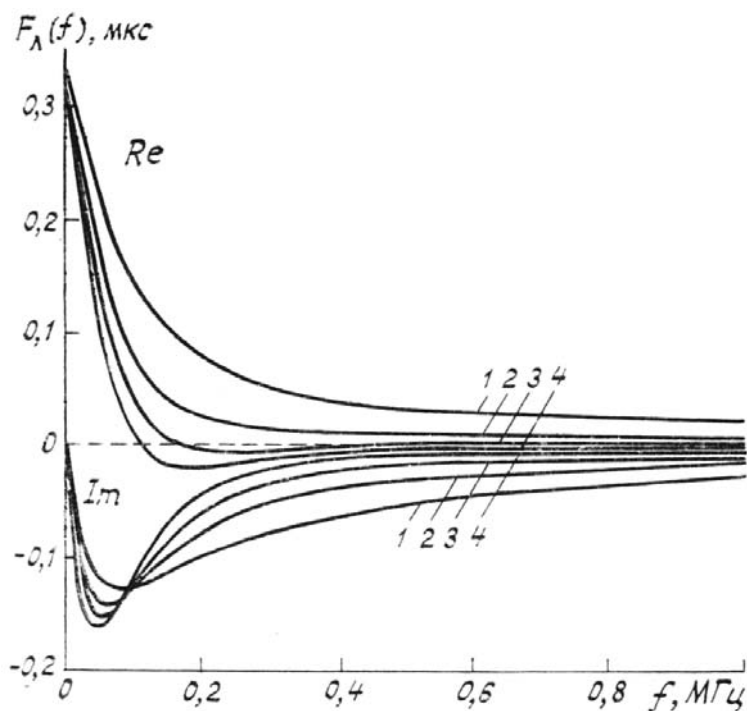


Рис. 5. Передаточная функция $F_A(f)$; Re — действительная часть; Im — мнимая часть; $f = \omega/2\pi$

6. Построенная в статье модель трассы основана на замене реального облачного слоя тонким диффузно рассеивающим экраном, совмещенным с верхней границей слоя, или рядом таких экранов,

отображающих расслоенную структуру облака. Считается, что яркость свечения экранов не зависит от угла наблюдения, и в каждой области достаточно малых размеров пропорциональна освещенности экрана источниками. Полагается также, что временные зависимости входного сигнала в каждой точке экрана одинаковы. При этом не учитывается всегда имеющий место из-за эффектов многократного рассеяния разброс фотонов вдоль каждого лучевого направления в отдельности.

Эти допущения плохо согласуются между собой. Предположение о ламбертовых свойствах экрана оправдано при больших оптических толщинах пренебрежимого экраном облачного слоя. Но при больших оптических толщинах слоя возможность пренебрежения разбросом пробега фотонов вдоль отдельных лучевых траекторий не очевидна. Практическая приемлемость сделанных допущений в каждом конкретном случае может быть проверена лишь путем физического эксперимента в натуральных условиях или же методами имитационного моделирования на ЭВМ.

Модель можно усовершенствовать, воспользовавшись известными решениями задачи о переносе излучения через оптически толстую среду с анизотропным рассеянием. Сильная вытянутость индикатрисы рассеяния водяных капель облачного слоя позволяет ограничиться в расчетах малоугловым приближением теории переноса излучения. Возможен, однако, и другой, феноменогический (или инженерный), подход к созданию реалистической модели трассы. Он заключается во введении в полученные выше формулы учета возможного отклонения характеристик экрана от характеристик ламбертова излучателя и возможного расплывания формы импульса на каждой из лучевых траекторий в отдельности, и последующей оценке численных значений этих параметров по результатам эксперимента.

1. Исимацу А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1 и 2. М.: Мир, 1981.
2. Голубицкий В. М., Левин И. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 10. С. 1051–1058.
3. Долин Л. С. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 1. С. 55–64.
4. Ito S. //Radio Science. 1980. V. 15. № 5. P. 893–901.
5. Kuga Y., Ishiimaru A. //Appl. Opt. 1986. V. 25. № 23. P. 4382–4385.
6. Walker P. L. //Appl. Opt. 1987. V. 26. № 3. P. 524–528.
7. Валентюк А. Н. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 8. С. 839–850.
- 8 Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы М.: Сов. радио, 1977.
9. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. М.: Мир. 1971.
10. Papoulis A. Circuits and systems. A modern approach. N.Y., 1980.
11. Levi L. //Appl. Opt. 1983. V. 22. № 24. P. 4038–4041.
12. Goodman D. S. //Appl. Opt. 1985. V. 24. № 19. P. 3240–3248.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений Госстандарта СССР

Поступила в редакцию
26 июля 1989 г.

O.I. Aldoshina, V.V. Bacherikov, A.N. Karkhov, V.A. Fabrikov. **Propagation of the Optical Signals from an Isotropic Light Source through the Cloud Layer.**

The problem is analyzed in the paper on the pulsed response of the system composed of a point isotropic light source placed between the ground surface and cloud layer and a remote photodetector.

An analytical solution of the problem is obtained for the first time using the model, in which the underlying surface is assumed to be a Lambertian scattering surface and the cloud layer is substituted by a thin diffusively scattering screen with the Lambertian scattering phase function. An analytical expression is derived relating the pulsed response of the system to the light source and the cloud layer altitudes as well as to the surface albedo and zenith angle of observations. Also was obtained general expression enabling one to take into account arbitrary number of scattering screens.