

## СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯ, РАССЕЯННОГО ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДОЙ

### Введение

В радиолокационных системах зондирования атмосферы однократное измерение интенсивности рассеянного поля производится на интервале времени, не превышающем длительность зондирующего импульса. На таком интервале времени реализация случайного процесса  $\varepsilon(x, y, z, t)$ , который является причиной рассеяния, сохраняет свою пространственную структуру неизменной. Однако, в любой момент времени  $t$  могут быть отличны от нуля производные  $\varepsilon(x, y, z, t)$  по времени, т.е. возможны конечные значения разностей доплеровских сдвигов между частотами парциальных источников вторичных волн. Поэтому в общем случае рассеивающий объем среды представляет собой совокупность некогерентных источников.

Термин «когерентность» в радиолокации часто применяют для обозначения детерминированных фазовых соотношений в сигналах. В оптике строгое определение когерентности связано с корреляцией и предполагает обязательную операцию усреднения. Различный смысл этого термина приводит к разночтениям. В данном контексте термины, касающиеся когерентности, соответствуют принятым в оптике [1,2].

Ниже рассматриваются структура поля в плоскости наблюдения при импульсном зондировании атмосферы, спеклы в плоскости наблюдения [3], флуктуации поля и огибающие сигналов, регистрируемых на выходе приемного устройства.

### 1. Интерференция волн некогерентных источников

Характерным свойством картины интерференции волн от независимых источников является ее нестационарность [2]. Наблюдение интерференции некогерентных полей в радиочастотном диапазоне не встречает каких-либо затруднений. В оптическом диапазоне, как отмечается в работе [2], не существует принципиальных ограничений, препятствующих наблюдению эффекта, но возникают значительные технические трудности. В нашем случае важно установить связь интерференционной картины от некогерентных источников с картиной суперпозиции когерентных волн.

Пусть в точке  $Q$  наблюдается сумма волн одинаковой линейной поляризации от двух независимых источников с частотами колебаний  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , находящихся на расстояниях  $s_1$  и  $s_2$  от точки  $Q$ . Мгновенные значения суммируемых полей равны

$$u_1(t) = A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right) \exp\left[j2\pi\nu_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)\right], \quad (1)$$

$$u_2(t) = A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) \exp\left[j2\pi\nu_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)\right], \quad (2)$$

где  $A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)$  и  $A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)$  – амплитуды огибающих;  $c$  – скорость света;  $t$  – текущее время.

Интенсивность поля в точке  $Q$

$$I(t) = (u_1 + u_2)(u_1^* + u_2^*) = I_1(t) + I_2(t) + u_2(t)u_1^*(t) + u_1(t)u_2^*(t), \quad (3)$$

где  $I_1(t)$  и  $I_2(t)$  – интенсивности, создаваемые каждым из источников в отдельности; знак \* означает сопряженную комплексную величину.

После подстановки (1) и (2) в (3) и тождественных преобразований получаем

$$I(t) = I_1(t) + I_2(t) + 2A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) \cos 2\pi[(v_1 - v_2)t + \frac{1}{c}(v_1s_1 - v_2s_2)] = \\ = I_1(t) + I_2(t) + 2A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) \operatorname{Re} \beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t), \quad (4)$$

где  $\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t) = |\beta| \exp[j2\pi(v_1 - v_2)t + j\frac{2\pi}{c}(v_1s_1 - v_2s_2)]$ , причем  $|\beta| = 1$ .

Средняя интенсивность поля в точке  $Q$  за время наблюдения от  $t_0 - \tau/2$  до  $t_0 + \tau/2$  равна

$$\overline{I(t_0, \tau)} = \frac{1}{\tau} \int_{t_0 - \tau/2}^{t_0 + \tau/2} \{I_1(t) + I_2(t) + 2A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) \cos 2\pi[(v_1 - v_2)t + \frac{1}{c}(v_1s_1 - v_2s_2)]\} dt. \quad (5)$$

Будем считать, что  $(v_1 - v_2)\tau \ll 1$ , а разность хода остается неизменной в течение времени  $\tau$ . Тогда при интегрировании интерференционного слагаемого в (5) воспользуемся теоремой о среднем значении интеграла и в результате получим

$$\overline{I(t_0, \tau)} = \overline{I_1(t_0, \tau)} + \overline{I_2(t_0, \tau)} + \\ + 2 \operatorname{Re} \beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0) \cdot \frac{1}{\tau} \int_{t_0 - \tau/2}^{t_0 + \tau/2} A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) dt. \quad (6)$$

Если при изменении  $t$  в пределах  $-\tau/2 \leq t \leq \tau/2$  амплитуды  $A_1$  и  $A_2$  остаются неизменными, то, поскольку  $A_1 = \sqrt{I_1}$  и  $A_2 = \sqrt{I_2}$ , выражение (6) преобразуется к виду

$$I(t_0) = I_1(t_0) + I_2(t_0) + 2\sqrt{I_1(t_0)I_2(t_0)} \cdot \operatorname{Re} \beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0). \quad (7)$$

Введенная Майкельсоном видность полос  $\nu$ , выраженная через максимальное  $I_{\max}$  и минимальное  $I_{\min}$  значения интенсивности в интерференционной картине, в этом случае равна

$$\nu(t_0) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1(t_0)I_2(t_0)}}{I_1(t_0) + I_2(t_0)} \cdot \operatorname{Re} \beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0), \quad (8)$$

причем, в силу (4),  $|\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0)| = 1$ .

Очевидно, (7) и (8) имеют место и в том случае, когда  $A_1(t)$  и  $A_2(t)$  описывают огибающие импульсных сигналов, совпадающих во времени.

Если разность хода  $|s_1 - s_2|$  настолько велика, что в точке  $Q$  импульсы действуют в несовпадающие моменты времени, интеграл в (6) обращается в нуль, т.е. интерференция отсутствует.

Если при длительности зондирующих импульсов  $\tau_u$  выполняется неравенство  $\tau_u \gg |s_1 - s_2|/c$  и  $\tau \rightarrow 0$ , наблюдается «мгновенная» картина интерференции в момент времени  $t_0$ .

Наконец, в том случае, когда  $A_1$  и  $A_2$  не зависят от времени на интервале наблюдения  $\tau$  и  $v_1 = v_2 = v$ , из (6) и (7) при любом  $\tau$ , удовлетворяющем неравенству  $\tau \gg 1/v$ , следует общий закон интерференции стационарных оптических полей [1]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \operatorname{Re} \beta(s_1, s_2),$$

где  $\beta(s_1, s_2)$  совпадает с комплексной степенью когерентности  $\gamma(s_1, s_2)$ .

Условие  $v_1 = v_2$  при конечном времени наблюдения можно заменить неравенством  $(1/|v_1 - v_2|) \gg \tau$ , которое является следствием принципа неопределенности. Иными словами, при наблюдении интерференционной картины на ограниченном интервале времени допускается некоторая неопределенность частот  $v_1$  и  $v_2$ , которая не обнаруживается в эксперименте. Это существенно в том случае, когда  $v_1$  и  $v_2$  подвержены относительно медленным случайным изменениям.

При радиолокационном исследовании атмосферы длительность однократного измерения интенсивности поля составляет единицы микросекунд, а разности хода значительно меньше длительности импульса  $\tau_{\mu}$ . В каждом таком измерении картина интерференции рассеянных волн соответствует интерференции монохроматических волн, рассеянных той же реализацией турбулентной среды. Рассеянное поле в плоскости наблюдения в этом случае по структуре аналогично полю лазерного света, рассеянного шероховатой поверхностью.

Характерной особенностью такого поля, как и всех изображений, полученных в рассеянном свете лазера, является шумоподобная пятнистая структура, получившая в оптике название спекл-структуры [3,4]. Природа и особенности спеклов в оптических изображениях исследовались многими авторами. Подробный библиографический перечень содержит работа [3].

Д. Габор в работе [4] приводит расчет относительной величины среднего квадрата флуктуаций мощности на заданной площади картины интерференции монохроматических волн, рассеянных протяженной шероховатой поверхностью. В случае равномерного освещения плоскости наблюдения  $xOy$  искомое отношение для одного измерения  $x$  получено в следующей форме:

$$\frac{\langle P_x^2 \rangle - \langle P_x \rangle^2}{\langle P_x \rangle^2} = F_1(KX) = 4(KX)^{-2} \{ KX [Si(KX)] - Cin(KX) - 2 \sin^2(\frac{1}{2} KX) \}, \quad (9)$$

где  $Cin(z) = \int_0^z (1 - \cos t) \frac{1}{t} dt$ ;  $Si$  – интегральный синус;  $X$  – интервал, на котором вычисляется разность  $\langle P_x^2 \rangle - \langle P_x \rangle^2$ ;  $P_x$  – мощность, сосредоточенная на интервале  $X$ ; знак  $\langle \cdot \rangle$  означает усреднение по всем  $x$  при фиксированном значении интервала  $X$ ; величина  $K$  определяет интервал углов  $(\varphi_{\min}, \varphi_{\max})$ , в пределах которого находятся направления распространения интерферирующих волн.

В случае, когда рассматривается мощность  $P_{xy}$ , сосредоточенная на площади квадрата со стороной  $X$ , т.е. при  $X = Y$ ,

$$(\langle P_{xy}^2 \rangle - \langle P_{xy} \rangle^2) / \langle P_{xy} \rangle^2 = F_2(KX) = F_1^2(KX). \quad (10)$$

График функции  $F_2(KX)$ , вычисленной в соответствии с (9) и (10), приведен на рис.1.

По горизонтали отложены значения отношения  $X/\Lambda$ , в котором  $\Lambda$  – минимальная протяженность (ширина) интерференционных полос в плоскости  $xOy$ . По определению,

$$\Lambda = 2\pi / K, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} [\sin(\varphi_{\max} - \varphi_{\min})],$$

где  $\lambda$  – длина волны.

Применительно к системе радиолокационного зондирования атмосферы

$$\sin(\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) \approx \varphi_{\max} - \varphi_{\min} = L/R;$$

$$KX = \frac{2\pi LX}{\lambda R}; \quad \Lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda R}{L},$$

где  $L$  – размер области рассеяния в плоскости, параллельной  $xOy$ ;  $R$  – расстояние от области рассеяния до плоскости наблюдения рассеянных волн.

Произведение  $KX$ , входящее в качестве аргумента в выражение (9), содержит только постоянные  $L$ ,  $R$ ,  $\lambda$ , характеризующие систему, и линейный размер  $X$  элемента площади в плоскости интерференционной картины.

Величина  $\Lambda$ , таким образом, определяет минимальный размер спеклов и не зависит от конкретной структуры рассеивающего объекта. Численно  $\Lambda$  совпадает с оценкой интервала корреляции рассеянного поля.

При  $(X/\Lambda) \rightarrow 0$  (рис.1)  $F_2 \rightarrow 1$ , и этот результат совпадает с аналогичным соотношением  $(\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2 = 1$ , полученным В.И. Татарским [5] применительно к полю, рассеянному турбулентной атмосферой.

В работе [4] использован такой способ усреднения квадрата флуктуаций мощности, что значения функции  $F_2(KX)$  при  $(X/\Lambda) \rightarrow 0$  показывают, какими будут флуктуации мощности на выходе приемной антенны с малой апертурой, если ее перемещать по плоскости  $xOy$  при прочих равных условиях.

## 2. Структура поля в плоскости наблюдения

Структуру рассеянного поля для случая, когда задана конкретная реализация случайного процесса  $\epsilon(x, y, z, t)$  в момент времени  $t_0$ , можно найти, полагая что парциальные источники вторичных волн сосредоточены на плоскости  $y, z$ , перпендикулярной направлению зондирования. В силу нормального распределения флуктуаций диэлектрической проницаемости в атмосфере [5] амплитуды  $\epsilon_s(y, z)$  вторичных источников можно представить комплексной нормальной случайной величиной с нулевым средним.

Корреляционные свойства реализаций  $\epsilon_s(y, z)$  выбраны такими, чтобы при усреднении по ансамблю выполнялось неравенство  $\rho_K \ll L$  ( $\rho_K$  – радиус корреляции вторичных источников). Для этого достаточно [6] ограничить спектр  $G(k_y, k_z)$  реализации  $\epsilon_s(y, z)$  значениями

$$x_m = \sqrt{k_y^2 + k_z^2} \approx 1/\rho_K.$$

На рис.2 (а) приведен пример реализации  $|\epsilon_s(y, z)|$ , заданной в области размером  $L$ . Распределение интенсивности рассеянного поля, полученное как квадрат модуля преобразования Фурье от  $\epsilon_s(y, z)$ , приведено на рис.2 (б). Градации яркости на полутоновом изображении соответствуют числовому значению функций с точностью до нормирующего множителя. Минимальный размер спеклов связан с размером области рассеяния  $L$ . Уменьшение  $L$  приводит к соответствующему увеличению минимального размера спеклов. На рис.2 (в) показано распределение интенсивности поля, соответствующее той же реализации  $\epsilon_s(y, z)$ , но при меньшем  $L$ .

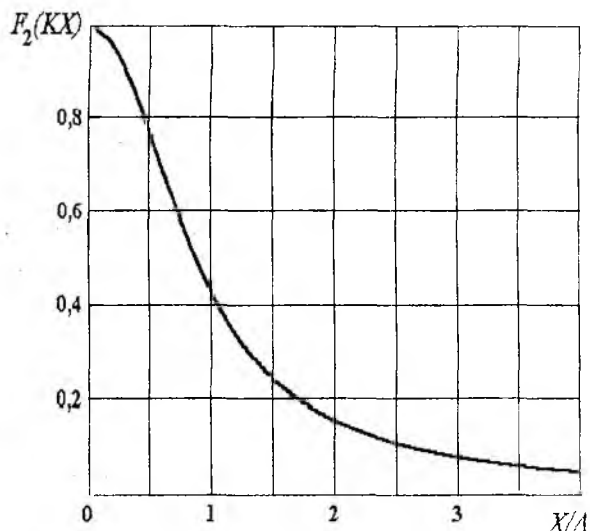


Рис. 1

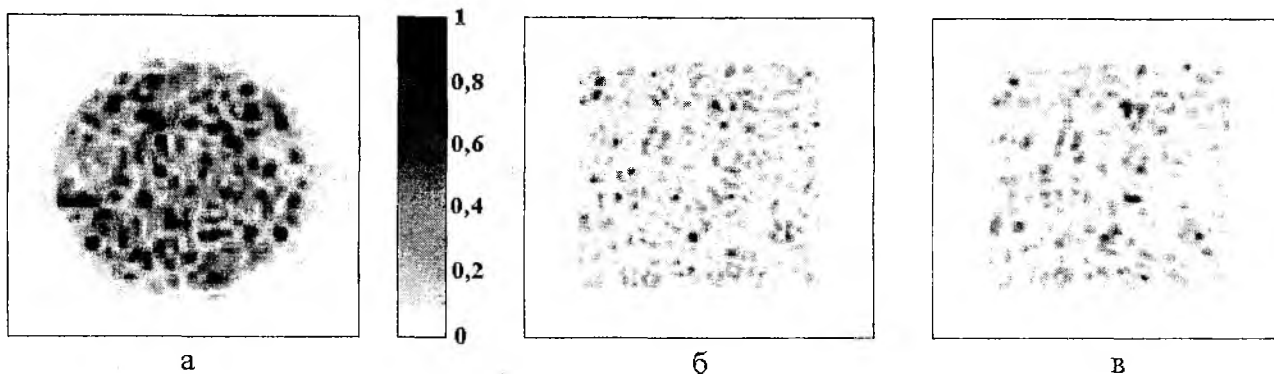


Рис. 2

Одним из первых экспериментально наблюдал спекл-структуру рассеянного поля Черников А.А. [7]. Он установил, что флуктуации сигналов в антеннах, разнесенных на расстояние, соизмеримое с размером апертуры, достигают максимума в разное время, а размер освещенного пятна на поверхности земли имеет порядок диаметра антенны. Однако, не найдя удовлетворительной интерпретации наблюдений, в более поздней работе [8] автор подверг результаты эксперимента сомнению. Оценки, выполненные с учетом подробно описанных в работе [7] условий эксперимента, показывают, что полученные данные о структуре поля выглядят вполне убедительно и согласуются с выражением  $\Lambda = \lambda R / L$ .

На рис.3 приведены огибающие  $U(t)$  сигналов на выходе радиолокационного приемника при движении неоднородности, показанной на рис.2 (а), в горизонтальном направлении с постоянной скоростью. Сплошная линия соответствует  $X / \Lambda \rightarrow 0$ , пунктирная –  $X / \Lambda = 0,2$ . Большая дисперсия флуктуаций  $U(t)$  и наличие нулей указывают на сложную фазовую структуру поля. Аналогичный вид имеют огибающие, полученные в экспериментальных работах [7,9].

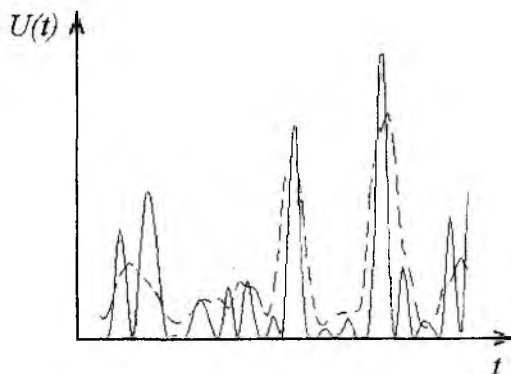


Рис. 3

Таким образом, особенностью поля, наблюдаемого в течение однократного импульсного зондирования турбулентной среды, является ярко выраженная пятнистая структура (спекл-структура).

Ветровой перенос и естественная эволюция турбулентности служат причиной интенсивных флуктуаций огибающей последовательности импульсных сигналов в радиолокационных системах зондирования атмосферы. Характер этих флуктуаций, в том числе и при регистрации отражений от «ясного неба», во многих случаях обусловлен спекл-структурой поля и динамикой среды.

**Список литературы:** 1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с. 2. Перина Я. Когерентность света. М.: Мир, 1974. 367 с. 3. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 171 с. 4. Gabor D. Laser speckle and its elimination // IBM J. Res. Develop. Sept., 1970. P. 509-514. 5. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 548 с. 6. Петров В.А., Шейко С.А. Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии волн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 36-41. 7. Черников А.А. Радиолокационные исследования отражений от ясного неба // Тр. ЦАО. 1963. Вып. 48. С. 58-97. 8. Черников А.А. Исследование диаграмм обратного рассеяния источников отражений от ясного неба. // Труды третьего Всесоюзного совещания по радиолокационной метеорологии. М.: Гидрометеиздат, 1968. С. 147-151. 9. Горелик А.Г., Костарев В.В. Радиоэхо некоторых невидимых объектов тропосферы // ДАН СССР. 1959. Т.125, №1. С.59-61.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.03.2002