

В связи с этим было решено повторить эксперимент, оставив прежними все условия его проведения, изменив лишь положение ЛПВА – более плотно «прижать» их, увеличив тем самым угол между осью антенны и боковой стенкой головки, играющей роль отражающей поверхности.

На рис. 2 б показано расположение ЛПВА во втором случае. На вновь измеренных ДН равносигнальная зона просматривалась отчетливо, причем как в начале, так и в конце исследуемого диапазона. Для сравнения с предыдущими на рис. 4 (а, б) приведены новые ДН, также на частотах 800 МГц и 1300 МГц.

На основе полученных экспериментальных данных были предложены практи-

ческие рекомендации по усовершенствованию антенной системы изделия СОП-А, в частности: для пеленгования в рассматриваемом диапазоне предложено использовать 2 ЛПВА, которые необходимо установить по бокам антенной головки, которые вместе с антеннами диапазона 2...18 ГГц будут вращаться в азимутальной плоскости. Таким образом, число антенн, используемых в диапазоне частот 0,2...2 ГГц, уменьшено с 4-х на неподвижной мачте до 2-х на вращающейся антенной головке.

#### Библиографический список

1. Воскресенский Д.И., Максимов В.М., Пономарев. Антенны и устройства СВЧ. – М.: МАИ, 1999.
2. Дробкин А.Л., Зузенко В.Л., Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. Радио, 1961.

УДК 621.396.96.629

### ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ СВЕРХКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА, РАССЕЯННОГО НА КРИВОЙ ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*Ю.Е. Поленова, Г. А Травин*

г. Белгород, Белгородский государственный университет

В лазерной локации особое место занимает проблема импульсного подсвета объектов. Наибольший интерес представляет рассмотрение локационного случая, когда направление облучения объекта и приема рассеянного излучения совпадают. При этом сверхкороткий импульс обеспечивает высокое разрешение объекта в радиальном направлении. Это означает, что размер объекта в радиальном направлении  $L_z$  много больше длины когерентности излучаемого импульса:  $L_z \gg c\tau_n$ , где  $c$  – скорость света,  $\tau_n$  – длительность импульса. В настоящее время сверхкороткие импульсы длительностью от единиц до десятков нс генерируются

многими типами лазеров. Например, в локаторе на фотодиссоционном лазере с активным квантовым фильтром ( $\lambda=1,315$  мкм) длительность импульса может составлять 1...30нс [1].

Обычно в известной литературе [2-4] описывают пространственную обработку сигналов, например, оптимальную обработку изображений. При этом редко используются временные флуктуации для получения дополнительной информации о характеристиках объекта. При зондировании же сверхкоротким импульсом временная зависимость принимаемого сигнала должна быть учтена даже в случае получения неко-

ординатной информации о неподвижном объекте, когда параметры движения объекта не учитываются.

В работе [5] установлена степень влияния кривизны объекта на пространственную корреляционную функцию флуктуаций рассеянной плоской монохроматической волны. В этом случае получаемая информация является интегральной и для неподвижного объекта не зависит от времени. Иначе обстоит дело при «пробегании» сверхкороткого импульса по объекту. Очевидно, что в предположении нормального закона распределения рассеянного излучения для полного описания его статистических характеристик достаточно иметь выражение для пространственно-временной корреляционной функции.

Для исследования пространственно-временных статистических характеристик импульсных сигналов, рассеянных объектом, в первую очередь введем модель сигнала со сложной пространственно-временной структурой в картинной плоскости  $E(\vec{r}, t)$  и в апертурной плоскости  $E(\vec{\rho}, t)$ . При этом картинной плоскостью с координатами  $\vec{r} = \{x, y\}$  будем называть плоскость, расположенную у объекта и перпендикулярную линии визирования. Апертурной плоскостью с координатами  $\vec{\rho} = \{u, v\}$  назовем плоскость, в которой осуществляется прием и обработка сигнала. В общем случае, когда лазерные сигналы не подвержены атмосферным искажениям, поле, рассеянное объектом, можно представить в следующем виде:

$$E(\vec{\rho}, t) = E_c(\vec{\rho}, t) e^{i\omega_0 t},$$

$$E_c(\vec{\rho}, t) = \iint_{\Omega_0(t)} E(\vec{r}, t) H(\vec{\rho} - \vec{r}) d\vec{r}, \quad (1)$$

где  $E(\vec{r}, t)$  – распределение поля рассеянного излучения в картинной плоскости,

$$H(\vec{\rho} - \vec{r}) = \frac{1}{\lambda R} \exp\left\{-i \frac{k}{2R} |\vec{\rho} - \vec{r}|^2\right\};$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны зондирующего сигнала,  $R$  – расстояние до

объекта,  $\Omega_0(t)$  – освещенная область объекта,  $\omega_0$  – средняя частота зондирующего сигнала.

Уточним физический смысл комплексного коэффициента отражения  $K(\vec{r})$  для данной модели.

В строгой постановке задачи, если даже пренебречь взаимодействием неровностей (затенением и многократным отражением), желательно учитывать поляризационные эффекты и рассматривать комплексные коэффициенты отражения квазизеркальной  $K_k$  и диффузной  $K_g$  составляющих излучения, связанные с френелевскими коэффициентами отражения  $M$  и  $N$ :  $K_k = N - M$ ,  $K_g = M + N$ . Вклад в перекрестную компоненту рассеянного поля, поляризованную в плоскости, ортогональной плоскости поляризации падающей волны, могут дать лишь те участки шероховатой поверхности, где  $M + N \neq 0$ . Известно [6], что  $M + N = 0$  для любых участков шероховатой поверхности идеальной проводимости. Для объектов с конечной проводимостью это равенство выполняется лишь на зеркально ориентированных микронеровностях. Следовательно, в случае крупномасштабных и плавных неровностей деполаризация рассеянного излучения может быть обусловлена только внезеркальным отражением падающей волны от конечных по размерам микронеровностей поверхности ограниченной проводимости.

По результатам приведенных физических соображений, а также по результатам теоретических и экспериментальных исследований, выполненных применительно к космическим объектам [7], можно сделать вывод о том, что для реальных объектов согласованная по поляризации компонента имеет значительно большую интенсивность, чем перекрестная. В связи с этим при зондировании сверхкоротким лазерным импульсом, когда в каждый момент времени вклад в рассеянное излучение дают лишь малые участки поверхности объекта, получение дополнительной некоординатной информации за счет использования поляризационных эффектов с энергетической точки зрения крайне затруднительно, и, следовательно, при решении задачи рассеяния можно воспользоваться скалярным приближением Кирхгофа.

Введем модель принятого сигнала для одномерного случая, от которого легко можно перейти к двумерному. Пусть  $f(x)$  – функция, описывающая регулярную часть поверхности объекта (рис.1),  $h(x)$  – случайная функция, описывающая шероховатости поверхности. В момент времени  $t$  в направлении координаты  $z$  импульс освещает

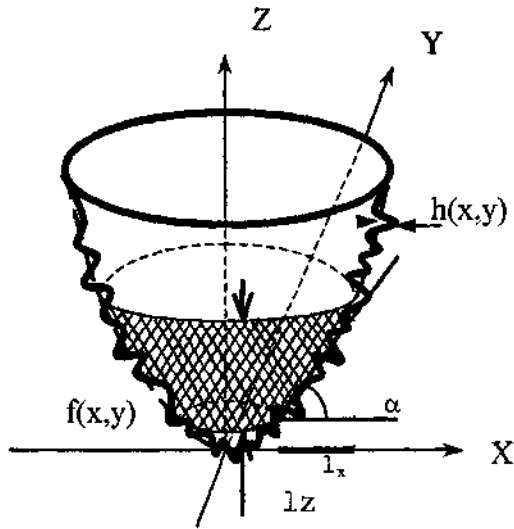


Рис 1. Модель поверхности.

область в пределах  $[z_1, z_2]$ . Если длительность импульса равна  $\tau_n$ , то эта область может быть определена как  $[ct, c(t+\tau_n)]$ , где  $c$  – скорость распространения импульса. При этом проекция на ось  $X$  освещенного участка поверхности объекта составит отрезки, равные  $[f^{-1}(ct), f^{-1}(c(t+\tau_n))]$ , где  $f^{-1}(x)$  – функция, обратная  $f(x)$ .

Рассеянное излучение для однородной поверхности с точностью до постоянной может быть представлено в следующем виде:

$$E(u, t) = \int_{f^{-1}(ct)}^{f^{-1}(c(t+\tau_n))} \exp\left\{-i \frac{k}{2R} (x-u)^2 - i2kf(x) - i2kh(x)\right\} dx. \quad (2)$$

Пространственно-временная корреляционная функция флуктуаций поля будет описываться выражением:

$$\Gamma(\Delta u, t, \tau) = \int_{f^{-1}(ct)}^{f^{-1}(c(t+\tau_n))} \int_{f^{-1}(c(t+\tau))}^{f^{-1}(c(t+\tau_n+\tau))} [\exp\{-i\varphi(u_1, x_1) - i\varphi(u_2, x_2)\}] dx_1 dx_2, \quad (3)$$

$$\text{где } \varphi(u, x) = -i \frac{k}{2R} (x-u)^2 - i2kf(x) - i2kh(x); \\ \Delta u = u_2 - u_1, \tau = t_2 - t_1.$$

Если область, занимаемая импульсом, значительно больше масштаба неоднородностей, то коррелировать будут поля, рассеянные участками поверхности, где импульсы перекрываются.

Выполнив статистическое усреднение в (3), получаем

$$\Gamma(\Delta u, t, \tau) \sim \int_{f^{-1}(c(t+\tau))}^{f^{-1}(c(t+\tau_n))} I(x) \exp\left\{-i \frac{k}{R} \Delta u x\right\} dx, \quad (4)$$

$$\text{где } I(x) = \exp\left\{-\frac{1}{4} \left[\frac{\partial f(x)}{\partial x}\right]^2 \cdot \frac{\varepsilon^2}{\sigma^2}\right\}, \quad (5)$$

$\sigma^2, \varepsilon$  – дисперсия и масштаб неровностей.

Функции  $I(x)$  можно дать следующее физическое толкование. Основной вклад в рассеянное поле в точке приема вносят лишь те элементарные площадки поверхности, которые ориентированы на наблюдателя. Плотность этих площадок в произвольной части кривой поверхности с координатой  $x$  определяется вероятностью обнаружения площадок, наклоненных к регулярной части поверхности под углом  $\alpha = \arctg[\partial f(x)/\partial x]$ . Тангенс угла наклона шероховатостей при нормальном законе их распределения описывается также гауссовой функцией [5]:

$$P(\text{tg } \alpha) \sim \exp\left\{-\frac{\text{tg}^2 \alpha}{2\sigma_{\text{tg} \alpha}^2}\right\},$$

$$\text{где } \sigma_{\text{tg} \alpha}^2 = \frac{2\sigma^2}{\varepsilon^2}.$$

Отсюда следует, что плотность распределения площадок, а следовательно, и закон распределения интенсивности вдоль освещенного участка поверхности определяются выражением

$$\sim \exp\left\{-\left[\frac{\partial f(x)}{\partial x}\right]^2 \cdot \frac{\varepsilon^2}{4\sigma^2}\right\}, \text{ которое совпадает}$$

с выражением (5).

Из соотношения (4) следует, что пространственно-временная корреляционная функция флуктуаций поля, как и в случае непрерывного излучения, является преобра-

зованием Фурье от распределения интенсивности вдоль рассеивающей поверхности и зависит от кривизны последней, длительности импульса и от времени. Кроме того, в общем случае представить эту функцию без дополнительных преобразований сигнала в виде произведения пространственной и временной корреляционных функций не удастся: пространственные флуктуации переходят во временные и наоборот.

Для двумерного случая распределение интенсивности излучения в картинной плоскости будет

$$I(x, y) = \exp\left\{-\frac{1}{4}\left\{f_x(x, y)\right\}^2 + \left\{f_y(x, y)\right\}^2\right\} \frac{\varepsilon^2}{\sigma^2}. \quad (6)$$

При облучении сверхкоротким импульсом двумерная пространственно-временная корреляционная функция флуктуаций поля может быть представлена в следующем виде:

$$\Gamma(\Delta u, \Delta v, t, \tau) \sim \iint_{f(x, y)=c(t+\tau)} I(x, y) \exp\left\{-i\frac{k}{R}(x\Delta u + y\Delta v)\right\} dx dy - \iint_{f(x, y)=c(t+\tau)} I(x, y) \exp\left\{-i\frac{k}{R}(x\Delta u + y\Delta v)\right\} dx dy. \quad (7)$$

Физический смысл разности двух интегралов в формуле (7) обусловлен тем, что проекция освещенной части объекта в картинной плоскости после окончания переднего фронта будет выглядеть в виде кольца сложной формы.

Для простоты понимания физических явлений, наблюдаемых при распространении сверхкороткого импульса, вначале рассмотрим распространение лазерного пятна с характерным размером  $l$  вдоль плоской шероховатой поверхности со скоростью  $v$ . Можно показать, что нормированная временная корреляционная функция в дальней зоне описывается соотношением

$$\gamma(\tau) = 1 - \frac{v\tau}{l}, \quad (8)$$

где  $\tau = t_2 - t_1$ .

Физическая трактовка выражения (8) очевидна. При перемещении пятна уходят прежние неровности и набегают новые, что приводит к перестройке пространственной

картины (спекл-структуры) рассеянного излучения. При полном обновлении шероховатостей, естественно, происходит раскорреляция. Этот простейший пример позволяет судить о том, что при распространении импульса вдоль поверхности наблюдаются флуктуации спекл-структуры рассеянного излучения. Это означает, что при регистрации изображения спекл-структуру практически можно не учитывать, если время регистрации соизмеримо с длительностью импульса.

В качестве очередного шага рассмотрим объект в виде пластины, расположенной под углом  $\alpha$  к оси  $X$ . Координаты  $x$  и  $z$  связаны соотношением  $x = z/\operatorname{tg}\alpha$ . Пусть в момент времени  $t=0$  задний фронт прямоугольного импульса находится в координате  $x_1=0$ , а проекция переднего фронта импульса в координате

$$x_2 = z_2/\operatorname{tg}\alpha = c\tau_u/\operatorname{tg}\alpha.$$

Тогда для однородной пластины временная корреляционная функция флуктуаций поля в апертурной плоскости с точностью до постоянной может быть представлена в следующем виде:

$$\Gamma(\tau) = \int_{ct/\operatorname{tg}\alpha}^{c\tau_u/\operatorname{tg}\alpha} dx = \frac{1}{\operatorname{tg}\alpha} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_u}\right). \quad (9)$$

Отсюда следует, что коэффициент корреляции флуктуаций  $\gamma = (1 - \tau/\tau_u)$  поля не зависит от угла наклона пластины. Интервал корреляции по нулевому уровню  $\tau_{\text{корр}} = \tau_u$ . Можно показать, что для  $z=x^2$

$$\gamma(\tau) = 1 - \sqrt{\frac{\tau}{\tau_u}}. \quad (10)$$

Приведенные рассуждения показывают, что вид временной корреляционной функции зависит от формы поверхности, но время корреляции для импульса прямоугольной формы всегда равно его длительности.

Таким образом, при рассеянии сверхкороткого импульса поверхностью объекта пространственные и временные флуктуации поля в апертурной плоскости оказываются взаимосвязанными. Эта взаимосвязь затрудняет решение задачи статистического синтеза алгоритмов оптимальной обработки сигнала. Как показывают результаты исследования, решение интегрального уравнения, которое получают при классической поста-

новке этой задачи, можно осуществить раздельно для пространственной и временной обработки, соизмеримой с длительностью импульса. Поэтому возникает необходимость поиска новых путей повышения эффективности лазерного локатора со сверхкоротким импульсом.

#### Библиографический список

1. Кутаев Ю. Ф. Сравнение локаторов по критерию энергетической эффективности // Оптический журнал. – 1994. – №3.
2. Матвеев И. Н., Протопопов В. В., Троицкий И. Н., Устинов Н. Д. Лазерная локация. -М.: Машиностроение. – 1984.
3. Гудмен Дж. Введение в фурье оптику.– М.: Мир, 1970.
4. Устинов Н. Д., Матвеев И. Н., Протопопов И. В. Методы обработки оптических полей в лазерной локации – М.: Наука. – 1983
5. Шостко С. Н., Травин Г. А. Особенности рассеяния когерентных оптических волн на кривой шероховатой поверхности// Оптика и спектроскопия. – 1968, т. XXV.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. – М.: Наука, 1978.
7. Травин Г. А. Проблема получения некоординатной информации о баллистических и космических объектах лазерными локаторами с многопозиционным зондированием и приемом сигналов Докторская дисс. – Харьков: ВИРТА, 1980.

УДК 621.039

## РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ БЕЛГОРОДСКОЙ ОБЛАСТИ

*В.И. Витько, Г.Д. Коваленко*

г. Харьков, Украинский НИИ экологических проблем

*Н.В. Камышанченко, В.М. Никитин, Н.А. Чеканов*

г. Белгород, Белгородский государственный университет

**Введение.** В настоящее время радиоэкологии уделяется повышенное внимание - не в последнюю очередь это вызвано аварией на ЧАЭС и последующим загрязнением большой территории нынешней Российской Федерации. Одним из важнейших параметров, характеризующих окружающую среду, является загрязнение ее радионуклидами и мощность дозы внешнего гамма-излучения.

В результате аварии на Чернобыльской АЭС значительная часть Европейской территории СССР оказалась загрязненной радионуклидами. Основным радионуклидом, который играет наибольшую роль для формирования коллективной дозы и дозы всего тела, является цезий-137 [1].

По данным самолетных измерений, перенос радионуклидов в приземном слое воздуха с 27 по 29 апреля 1986 года проходил в северном и северо-восточном направлениях от

Чернобыля. В дальнейшем, вплоть до 7-8 мая 1986 г., значительный перенос продолжался преимущественно в южном направлении, обусловив радиоактивные выпадения в южном направлении [2].

Белгородская область попала в зону выпадений радиоактивных выбросов и оказалась в той или иной степени загрязненной искусственными радионуклидами – продуктами деления ядер урана.

Кроме искусственных радионуклидов на территории области присутствуют естественные радионуклиды. Содержание урана в почвах, типичных для Белгородской области, колеблется в диапазоне от  $3,5 \cdot 10^{-5}$  до  $252 \cdot 10^{-5}$  % г/г почвы. По отдельным оценкам (в районе выхода гранитов, в районе урановых месторождений), содержание урана в почве может достигать более высоких значений [3].