



АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОГИБАЮЩЕЙ РАДИОСИГНАЛА, РАССЕЯННОГО АКУСТИЧЕСКИМ ВОЛНОВЫМ ПАКЕТОМ

КАРТАШОВ В. М., ПЕТРОВ В.А., СИДОРОВ Г.И.

Исследуется характер флуктуаций амплитудного шума сигнала радиоакустических систем зондирования атмосферы. Показывается зависимость параметров огибающей рассеянного сигнала от технических и метеорологических параметров. Полученные соотношения позволяют определять характеристики турбулентности атмосферы.

Флуктуации огибающей или амплитудный шум сигнала, приходящего на вход приемника, существенно влияют на эффективность работы радиолокационных систем. С другой стороны, закон распределения и параметры, характеризующие статистические свойства амплитудного шума, являются информативными признаками рассеянного сигнала, так как определяют физическими свойствами радиолокационной цели, ее размерами и структурой. В радиоакустических системах зондирования атмосферы полезный сигнал формируется в результате рассеяния радиоволны на звуке. Рассмотрим статистические свойства амплитудного шума радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, который распространяется в турбулентной атмосфере, их зависимость от технических и метеорологических параметров, информативность и возможность использования на практике при интерпретации результатов измерений.

Представим рассеянное поле $E_R(\vec{r}, t)$ в виде суммы среднего (когерентного) поля $\langle E_R(\vec{r}, t) \rangle$ и флуктуационного (некогерентного) поля $E_{Rf}(\vec{r}, t)$ $E_R(\vec{r}, t) = \langle E_R(\vec{r}, t) \rangle + E_{Rf}(\vec{r}, t)$, $\langle E_{Rf}(\vec{r}, t) \rangle = 0$, где знак $\langle \cdot \rangle$ — статистическое осреднение по ансамблю реализаций; $\vec{r}$ — радиус-вектор точки пространства; t — время; $E_R(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, t) \exp[iS(\vec{r}, t)]$ — комплексная амплитуда электрического поля, записанная в виде скаляра; A, S — амплитуда и фаза. Здесь и далее для упрощения записи опускаем зависящий от поляризации падающего электромагнитного поля векторный множитель $\vec{e}$, а векторную величину $\vec{E} = \vec{e}E$ записываем в виде скаляра.

Огибающая радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, подчиняется обобщенному распределению Релея

$$p(A) = \frac{A}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{A^2 + A_0^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{AA_0}{\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где A_0 — амплитуда (огибающая) когерентного поля; σ^2 — дисперсия квадратурной составляющей сигнала; $I_0(\cdot)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Средняя интенсивность $\langle I_R \rangle$ рассеянного сигнала

$$\begin{aligned} \langle I_R \rangle &= \langle |E_R(\vec{r}, t)|^2 \rangle = \\ &= \langle |E_R(\vec{r}, t)|^2 \rangle + \langle |E_{Rf}(\vec{r}, t)|^2 \rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

здесь $\langle |E_R(\vec{r}, t)|^2 \rangle = A_0^2 = I_{RC}$ — квадрат амплитуды среднего поля (когерентная интенсивность);

$\langle |E_{Rf}(\vec{r}, t)|^2 \rangle = 2\sigma^2 = I_{Rf}$ — среднее значение квадрата амплитуды флуктуационного поля (некогерентная интенсивность).

Запишем выражение для напряженности электромагнитного поля, рассеянного на акустическом импульсе, в следующем виде:

$$E_R(\vec{r}, t) = K_0 \int_V K_1(r') \exp[\psi(r')] d^3r', \quad (3)$$

где K_0, K_1 — комплексные выражения, которые включают в себя характеристики системы зондирования, а также характеристики невозмущенной среды распространения и объема рассеяния, зависящие от дальности r_0 ; $\int_V d^3r'$ — тройной интеграл

по объему рассеяния V в прямоугольных координатах; $\psi(r')$ — набег комплексной фазы акустической волны в точке r' рассеивающего объема. Величина $\psi(r') = \chi_1 + iS_1$ характеризует искажения поля звуковой волны турбулентными неоднородностями среды, пройденными волной на интервале дальностей $(0, r_0)$, и включает в себя флуктуации как логарифма амплитуды χ_1 волны, так и действительной фазы S_1 . В бестурбулентной среде $\psi(r') = 0$ и выражение (3) в таком случае характеризует радиосигнал, рассеянный на звуке в отсутствие турбулентности.

Выражение для средней интенсивности рассеянного сигнала можно получить, если соотношение (3) для поля умножить на комплексно-сопряженное выражение и выполнить статистическое осреднение:

$$\begin{aligned} \langle I_R \rangle &= \langle E_R E_R^* \rangle = \\ &= |K_0|^2 \iint_V K_1(r') K_1^*(r'') \Gamma_2(r', r'') d^3r' d^3r'', \end{aligned} \quad (4)$$

где множитель $\Gamma_2(r', r'') = \langle \exp[\psi(r')\psi^*(r'')] \rangle$ учитывает влияние турбулентности и представляет собой продольно-поперечную функцию когерентности второго порядка; * – знак комплексного сопряжения. Функция $\Gamma_2(r', r'')$ описывает корреляцию звуковой волны в точках r' и r'' и характеризует когерентное состояние поля, в частности, способность волны к интерференции.

В соответствии с [1]

$$\Gamma_2(r', r'') = \exp\left[-\frac{1}{2}D(r', r'')\right] = \exp\left\{-\frac{1}{2} \langle [S_1(r') - S_1(r'')]^2 \rangle\right\},$$

здесь $D(r', r'')$ – структурная функция флуктуаций разности фаз. Если ввести продольную (вдоль направления зондирования) и поперечную координаты z и $\vec{\rho}$, а затем использовать суммарные и разностные переменные $z = (z' + z'')/2$, $\vec{R} = (\vec{\rho}' + \vec{\rho}'')/2$, $\zeta = z' - z''$, $\vec{\rho} = \vec{\rho}' - \vec{\rho}''$, то функцию когерентности можно записать в виде [2]

$$\Gamma_2(r_0, \zeta, \vec{\rho}) = \exp\left\{-\frac{1}{2}(\zeta/L_C)^5 - \frac{1}{2}D(r_0, \rho)\right\}, \quad (5)$$

$$D(r_0, \rho) = \langle [S_1(\rho') - S_1(\rho'')]^2 \rangle = (\rho/\rho_C)^5, \quad (6)$$

где L_C , ρ_C – соответственно продольный и поперечный радиусы когерентности волны. Поперечную структурную функцию $D(r_0, \rho)$ флуктуаций разности фаз звуковой волны после прохождения в турбулентной среде дистанции r_0 можно считать однородной и изотропной по аргументу $\vec{\rho}$. Величины L_C и ρ_C связаны соотношением $L_C \sim q\rho_C^2$, т. е. продольный радиус когерентности волны значительно больше поперечного радиуса $L_C \gg \rho_C$, и первым слагаемым в показателе экспоненты выражения (5) можно пренебречь. Тогда

$$\Gamma_2(r_0, \vec{\rho}) = \exp\left\{-\frac{1}{2}D(r_0, \rho)\right\} = \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{\rho_C}\right)^5\right\} = \exp\left\{-0,365C_S^2q^2r_0\rho^{\frac{5}{3}}\right\}, \quad (7)$$

где радиус когерентности звуковой волны определяется выражением [2] $\rho_C = (0,73C_S^2q^2r_0)^{-\frac{5}{3}}$; C_S^2 – структурная характеристика поля показателя преломления звуковых волн; $q = 2\pi/\lambda_S$ – волновое число для звука.

Воспользовавшись результатами [3], запишем формулу для средней интенсивности в следующем виде:

$$\langle I_R \rangle = I_{R0} / \left[1 + 0,685R_0^2(C_S^2q^2r_0)^{\frac{6}{5}} \right], \quad (8)$$

здесь $I_{R0} = |K_0|^2 \int_V K_1(r')K_1^*(r'')d^3r'd^3r''$ – интенсивность сигнала при отсутствии турбулентности, зависящая от технических и метеорологических параметров, которые входят в выражения K_0 и K_1 ; R_0 – эффективный поперечный размер области взаимодействия звукового и радиопучков на расстоянии r_0 .

Мощность (интенсивность) рассеянного сигнала, таким образом, зависит от параметра турбулентности C_S^2 , который определяется через структурные характеристики турбулентных пульсаций скорости ветра C_V^2 и температуры C_T^2 [2]:

$$C_S^2 = C_V^2/C^2 + C_T^2/(4T^2),$$

где C – скорость звука в воздухе; T – температура воздуха.

В принципе, измеряя мощность рассеянного сигнала, из (8) можно определять C_S^2 , но, учитывая неопределенность на практике величины I_{R0} , зависящей от априорно неизвестных значений скорости ветра, влажности воздуха и других метеопараметров, следует ожидать, что точность таких измерений будет невысокой.

Величина $\langle E_R \rangle$ может быть получена путем статистического осреднения соотношения (3). Выражение для когерентной интенсивности рассеянного сигнала с учетом (3) запишем в виде

$$I_{RC} = \langle E_R \rangle \langle E_R \rangle^* = |K_0|^2 \iint_V K_1(r') \times K_1^*(r'') \langle \exp[\psi(r')] \rangle \langle \exp[\psi(r'')]^* \rangle d^3r'd^3r''. \quad (9)$$

Преобразуем экспоненциальные множители в подынтегральном выражении (9). Так как дисперсия флуктуаций уровня χ_1 акустической волны в турбулентной атмосфере значительно меньше дисперсии флуктуаций фазы S_1 , можно считать, что $\exp[\psi(r')] = \exp[iS_1(r')]$. Закон распределения флуктуаций фазы будем полагать нормальным [1] с нулевым математическим ожиданием. Тогда справедливо соотношение [1]

$$\langle \exp[iS_1(r')] \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} \langle S_1^2(r') \rangle\right].$$

Принимая во внимание малое значение флуктуационной добавки фазы вдоль направления зондирования по сравнению с поперечным направлением, получим

$$\langle \exp[\psi(r')] \rangle \langle \exp[\psi(r'')]^* \rangle^* = \exp\left\{-\frac{1}{2} [\langle S_1^2(\rho') \rangle + \langle S_1^2(\rho'') \rangle]\right\}. \quad (10)$$

Выражение (10) отличается от (7), где в показателе степени стоит структурная функция, только членом $\langle S_1(\rho')S_1(\rho'') \rangle$, учитывающим корреляцию поля в точках r' и r'' . Если ρ устремить к бесконечности, разница между выражениями будет стремиться к нулю. Однако уже при значениях ρ , близких к внешнему масштабу турбулентности L_0 , разница будет несущественной. Как известно [4], при $\rho \geq L_0$ наступает насыщение флуктуаций: $D(\infty) = D(L_0) = 2\sigma_S^2$, где $\sigma_S^2 = \langle S_1^2 \rangle$ — дисперсия флуктуаций действительной фазы волны. Такой результат дает использование кармановского спектра турбулентности, позволяющего учитывать влияние ее внешнего масштаба.

В соответствии с изложенным уравнение (10) можно заменить выражением (7), положив в нем $\rho = L_0$. Однако при этом необходимо учитывать, что значение L_0 увеличивается с высотой h . Полагая текущее значение $L_0(h) = h$, что является общепринятым для пограничного слоя атмосферы, получим выражение для среднего значения внешнего масштаба турбулентности, соответствующее вертикальному направлению зондирования:

$$L_{0C} = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} L_0(h) dh = \frac{r_0}{2}.$$

Тогда, при $\rho = L_{0C} = r_0/2$, имеем

$$\langle \exp[\psi(r')] \rangle \langle \exp[\psi(r'')] \rangle^* = \exp[-0,115C_S^2 q^2 r_0^{8/3}],$$

где показатель экспоненты не зависит от r' и r'' . Поэтому выражение (9) можно записать в виде

$$I_{RC} = I_{R0} \exp[-0,115C_S^2 q^2 r_0^{8/3}]. \quad (11)$$

Соотношения (8), (11) определяют соответственно среднюю интенсивность и интенсивность среднего значения рассеянного сигнала. Их разность в соответствии с (2) может быть представлена выражением

$$\begin{aligned} I_{Rf} &= \sigma_A^2 = \langle (|E_R| - \langle |E_R| \rangle)^2 \rangle = \\ &= \langle |E_R|^2 \rangle - \langle |E_R| \rangle^2, \end{aligned} \quad (12)$$

которое определяет флуктуационную (некогерентную) интенсивность сигнала или дисперсию флуктуаций огибающей.

Проанализируем соотношение (11). Квадрат амплитуды среднего поля в соответствии с (11) зависит от параметра турбулентности C_S^2 и длины волны λ_s акустического излучения. При прочих равных условиях чем больше C_S^2 и меньше λ_s , тем меньше значение I_{RC} . Уровень когерентной интенсивности сигнала достаточно быстро уменьшается с увеличением расстояния r_0 до акустического пакета. Отметим, что по физическому смыслу выражение, стоящее в показателе экспоненты в (11), представ-

ляет собой дисперсию флуктуаций фазы акустической волны $\sigma_S^2 = 0,115C_S^2 q^2 r_0^{8/3}$.

В формуле (11) величина C_S^2 является единственным метеопараметром, и значение C_S^2 может быть определено из этого выражения по результатам измерения I_{RC} . Однако сделанные выше замечания в отношении формулы (8), касающиеся невысокой точности подобных измерений, справедливы и здесь.

Запишем выражение для некогерентной интенсивности радиосигнала как разность (8) и (11):

$$I_{Rf} = I_{R0} \times \left\{ \frac{1}{1 + 0,685R_0^2 (C_S^2 q^2)^{6/5}} - \exp[-0,115C_S^2 q^2 r_0^{8/3}] \right\}. \quad (13)$$

Выполнив нормирование выражения (13) на величину I_{R0} , получим возможность проследить соотношение между регулярной и флуктуационной составляющими рассеянного радиосигнала независимо от значений технических параметров системы зондирования и несущественных метеорологических параметров (в качестве существенного метеопараметра здесь выступает параметр турбулентности C_S^2). Положив в (13) поперечный размер рассеивающего объема $R_0 = \Theta r_0$, где Θ — угловой размер области рассеяния, получим

$$\begin{aligned} I_{RfH} &= \frac{I_{Rf}}{I_{R0}} = \\ &= \left\{ \frac{1}{1 + 0,685(C_S^2 q^2)^{6/5} \Theta^2 r_0^{16/5}} - \exp[-0,115C_S^2 q^2 r_0^{8/3}] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Флуктуационная мощность рассеянного сигнала, как видно из (13), также зависит от значений C_S^2 и λ_s . При этом доля флуктуационной мощности в принимаемом сигнале в соответствии с (14) возрастает с увеличением C_S^2 и уменьшением λ_s . Следует отметить зависимость интенсивности I_{Rf} от параметра R_0 — поперечного размера области взаимодействия звуковой и радиоволн. С увеличением $R_0(\Theta)$ доля флуктуационной составляющей I_{RfH} в принимаемом сигнале уменьшается. Эта интересная особенность объясняется “фильтрующими” свойствами объема рассеяния, которые возрастают с увеличением поперечного размера V .

По мере удаления акустического пакета относительный вес флуктуационной составляющей в сигнале увеличивается. Когда амплитуда A_0 становится ничтожно малой, распределение (1) превращается в распределение Релея и вся рассеянная мощность приобретает “флуктуационный” характер.

Из выражения (11) можно найти значение дисперсии флуктуаций фазы акустической волны, при которой интенсивность I_{RC} становится пренебрежимо малой. Если задаться значением регулярной составляющей на уровне 0,01 от ее первоначального значения, то соответствующее значение дисперсии $\sigma_S^2 = 4,6 \text{ рад}^2$, а среднеквадратическое отклонение фазы при нормальном законе ее распределения составит $\sigma_S = 2,1 \text{ рад} = 0,68 \pi \text{ рад}$.

Полученные соотношения определяют общие закономерности структурного изменения рассеянного радиосигнала, вызванные влиянием турбулентности. В качестве выражения, определяющего I_{R0} , в них может быть использовано любое из известных энергетических представлений, например, формулы, полученные Маршаллом, Коном и др.

Результаты работы могут быть использованы при расчете показателей качества радиоакустических систем зондирования атмосферы, ограниченных влиянием флуктуаций огибающей, а также при интерпретации результатов зондирования. Соотношения (11), (13) позволяют определять параметр турбулентности C_S^2 по отношению интенсивностей I_{Rf}/I_{RC} . Реальная точность измерения метеопараметров, зависящая от отношения сигнал-шум, должна рассчитываться с учетом величины флук-

туаций принимаемого сигнала, описываемых формулой (13).

Литература: 1. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с. 2. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 200 с. 3. *Кон А.И.* Мощность сигнала при радиоакустическом зондировании атмосферы // Изв. АН СССР, ФАО. 1984. т. 20, №2. С.178-185. 4. *Кравцов Ю.А.* и др. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224 с.

Поступила в редколлегию 05.04.2000

Рецензент: д-р техн. наук Величко А.Ф.

Карташов Владимир Михайлович, канд. техн. наук, докторант ХТУРЭ. Научные интересы: методы дистанционного зондирования атмосферы. Увлечения: спорт, автомобиль. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-95-87.

Петров Валерий Аркадьевич, канд. физ.-мат. наук, профессор кафедры радиоэлектронных систем ХТУРЭ. Научные интересы: распространение и рассеяние радиоволн, обработка сигналов. Увлечения: альпинизм, дача. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-95-87.

Сидоров Геннадий Иванович, канд. техн. наук, профессор кафедры радиоэлектронных систем ХТУРЭ. Научные интересы: методы дистанционного зондирования атмосферы. Увлечения: дача, автомобиль. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-95-87.

УДК 621.396.097

ЦИФРОВОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ УРОВНЯ СИГНАЛА В РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

ЦАРЕНКО В.Т.

Приводится описание и теоретический анализ вариантов цифровых регуляторов, снимающих амплитудную нагрузку измерительных усилителей без изменения их собственных параметров (амплитудной характеристики, АЧХ и др.). Уточняется модель электрически управляемого диодного ослабителя, удобная для проведения анализа и инженерного синтеза цифровых регуляторов. Приводится сравнение результатов расчета с выходными данными эксперимента.

1. Постановка задачи

В автоматике и измерительных системах часто используются усилительные устройства, работающие с сигналами динамического диапазона D_1 , значительно превышающего линейный участок D_U их амплитудных характеристик (АХ).

Для сохранения информационной способности таких усилителей в радиоэлектронике применяются системы АРУ, в автоматике и приборостроении — системы регулирования АХ с параметрическими обратными связями [1, 2].

РИ, 2000, № 3

Развитие полупроводниковой электроники привело, в частности, к созданию электрически управляемых диодов р-п и р-і-п-структуры, на базе которых стало возможным разрабатывать электрически управляемые аттенюаторы (ЭУА), способные ослаблять сигналы различного частотного диапазона [1]. Такие ЭУА (рис.1,а) имеют два входа — информационный и управляющий: на первый поступает регулируемый сигнал, на второй — регулирующее воздействие X_p (обычно ток управления). На рис. 1,б показана типичная зависимость коэффициента ослабления K_α от тока X_p .

Использование таких ЭУА в качестве объектов регулирования, включаемых на входе усилителей последовательно в измерительный тракт, охваченный параметрической обратной связью по уровню выходного сигнала $y(t)$, дает возможность сохранить линейную связь между входным $x(t)$ и выходными сигналами. Такой результат достигается за счет

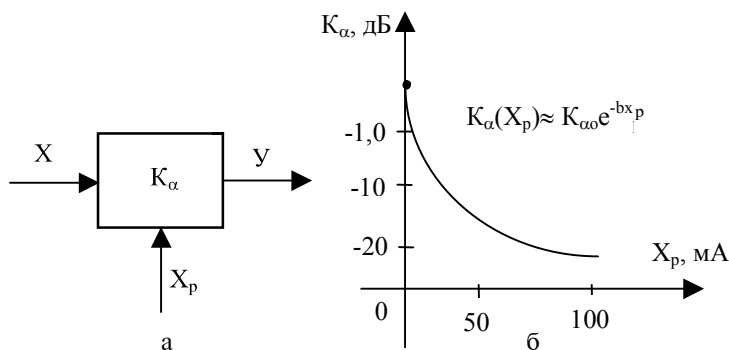


Рис.1