

89
Пригонов 89
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Том XXXI

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

5

МОСКВА · 1986

ся из доступного материала — алюминия — и может быть собрана из отдельных фрагментов простой формы, таких, как цилиндр, параллелепипед, клин, что весьма упрощает и удешевляет изготовление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носич А. И., Шестопапов В. П. Щелевая линия передачи: А. с. 698085. — Оpubл. в Б. И., 1979, № 11, с. 210.
2. Носич А. И., Шестопапов В. П. РЭ, 1979, т. 24, № 10, с. 1949.
3. Носич А. И., Шестопапов В. П. РЭ, 1983, т. 28, № 4, с. 676.
4. Коваленко А. Г., Носич А. И., Хлопов Г. И., Шестопапов В. П. В кн.: Распространение и дифракция радиоволн в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Киев: Наук. думка, 1983, с. 190–193.
5. Носич А. И., Шестопапов В. П. Возбуждение цилиндрической щелевой линии. Препринт № 226. Харьков: ИРЭ АН УССР, 1983. 42 с.
6. Глогов Ю. И., Носич А. И., Коваленко А. Г. и др. Распространение электромагнитных волн в цилиндрической щелевой линии. Препринт № 255. Харьков: ИРЭ АН УССР, 1984. 40 с.
7. Велиев Э. И., Коваленко А. Г., Хлопов Г. И., Шестопапов В. П. РЭ, 1983, т. 28, № 6, с. 1037.

Поступила в редакцию
29.1.1985

УДК 621.396.96.01'03

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СЛОЖНОЙ РАЗРЕШАЕМОЙ ЦЕЛИ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ

Трифонов А. П., Лукин А. Н.

В работе [1] получены общие выражения для характеристик оценки параметров сложной дискретной цели, состоящей из p блестящих точек (точечных переизлучателей) или p точечных излучателей при пассивной локации. Конкретизируем здесь общие результаты [1] применительно к практически интересному частному случаю — оценке параметров разрешаемой цели.

Пусть в выбранной системе координат $l_i = \{l_{i1}, l_{i2}, l_{i3}\}$ — координаты i -го переизлучателя цели; ρ_i — расстояние между началом системы координат и i -м переизлучателем; ρ_i — расстояние между i -м переизлучателем и точкой приемной антенны $r \in V$, V — область пространства, занятая антенной. Рассеянный сигнал в точке r приемной антенны имеет вид

$$s(t, r, q) = \sum_{i=1}^p \{x_i F(t - \tau_i) \cos[\omega_0(t - \tau_i) + \Psi(t - \tau_i)] + y_i F(t - \tau_i) \sin[\omega_0(t - \tau_i) + \Psi(t - \tau_i)]\},$$

где $q = \{q_1, \dots, q_p\}$ — вектор неизвестных параметров цели; $x_i = A_i \cos \varphi_i$, $y_i = A_i \sin \varphi_i$; A_i , φ_i — неизвестные амплитуда и начальная фаза сигнала, рассеянного блестящей точкой цели; $\tau_i = \tau_i(l_i, q) = [\rho_i(l_i, q) + \rho_i(r, l_i, q)]/c$; c — скорость распространения колебаний; $\hat{\rho}_i(l_i, q) = \rho_i$; $\rho_i(r, l_i, q) = \rho_i$; ω_0 , $F(t)$, $\Psi(t)$ — центральная частота, а также законы амплитудной и фазовой модуляций зондирующего сигнала. Положим, что прием сигнала осуществляется на фоне аддитивного гауссовского пространственно-временного белого шума с односторонней спектральной плотностью N_0 .

В соответствии с введенным в [1] определением цель называем разрешаемой, если для любых двух блестящих точек (или двух излучателей при пассивной локации) выполняется условие

$$(1) \quad G_{ij} \ll 1; \quad G_{ij} = G_{ij}(q_0, q_0); \quad i, j = \overline{1, p}; \quad i \neq j;$$

$$G_{ij}(q_1, q_2) = \{S_{cij}^2(q_1, q_2) + S_{sij}^2(q_1, q_2)\}^{1/2},$$

где

$$\left. \begin{aligned} S_{cij}(q_1, q_2) \\ S_{sij}^2(q_1, q_2) \end{aligned} \right\} = \frac{1}{\hat{z}^2 N_0} \int_0^T \int_V F(t - \tau_i) F(t - \tau_j) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} [\omega_0(\tau_i - \tau_j) - \Psi(t - \tau_i) + \Psi(t - \tau_j)] dt dr;$$

$$\hat{z}^2 = \int_0^T \int_V F^2(t) dt dr / N_0;$$

$$\tau_i = \tau_i(q_1); \quad \tau_j = \tau_j(q_2); \quad i, j = \overline{1, p}; \quad q_0$$

— истинные значения неизвестных параметров. Практически цель можно считать разрешаемой, если $G_{ij} \approx 0,2$ [1]. Корреляционная матрица оценок параметров сложной цели [1] при выполнении условия (1) принимает вид

$$(2) \quad K(q_m/q_0, A_{0i}, \varphi_{0i}) = z^{-2} G^{-1} + p z^{-4} G^{-1} \hat{K}_N G^{-1},$$

где z^2 — отношение удвоенной суммарной энергии сигналов от всех рассеивателей цели на приемной антенне к спектральной плотности пространственно-временного белого шума; A_{0i}, φ_{0i} — истинные значения амплитуд и фаз источников; $i=1, p$;

$$(3) \quad \left\{ \begin{matrix} G \\ \hat{K}_N \end{matrix} \right\} = \frac{\Omega^2}{c^2} \left\{ \begin{matrix} 1 \\ 2/p \end{matrix} \right\} \left\| \sum_{i=1}^p \sum_{\nu, \beta=1}^3 \left\{ \begin{matrix} \alpha_i \\ 1 \end{matrix} \right\} \{ L_{i\nu k} L_{j\beta n} [H_{i\nu} H_{j\beta} + \right.$$

$$+ H_{j\beta} g_{i\nu} + H_{i\nu} g_{j\beta} + g_{i\nu\beta} + \gamma^2 (g_{i\nu\beta} - g_{i\nu} g_{j\beta})] \} \left\|;$$

$$\alpha_i = A_{0i}^2 / \sum_{i=1}^p A_{0i}^2; \quad H_{i\nu} = \partial \hat{\rho}_i / \partial l_{i\nu};$$

$$L_{i\nu k} = \partial l_{i\nu} / \partial q_k; \quad k, n = \overline{1, \mu};$$

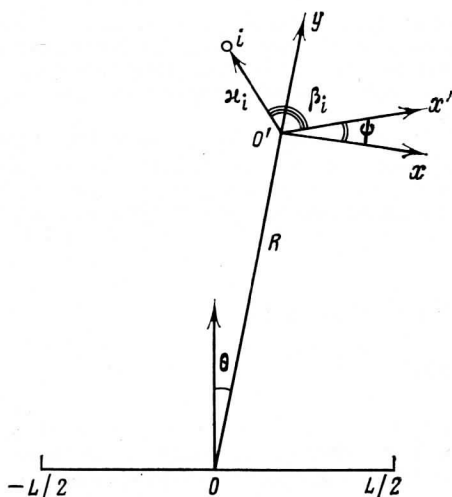
$$g_{i\nu} = \frac{1}{V_0} \int_V \frac{\partial \rho_i}{\partial l_{i\nu}} dr;$$

$$g_{i\nu\beta} = \frac{1}{V_0} \int_V \frac{\partial \rho_i}{\partial l_{i\nu}} \frac{\partial \rho_i}{\partial l_{i\beta}} dr; \quad V_0 = \int_V dr,$$

$\gamma = \omega_0 / \Omega$, Ω — среднеквадратическая ширина спектра зондирующего сигнала, а все производные вычисляются в точке истинного значения параметров q_0 . В случае пассивной локации для квазигармонического сигнала (3) переписывается так:

$$(4) \quad \left\{ \begin{matrix} G \\ \hat{K}_N \end{matrix} \right\} = \frac{\omega_0^2}{c^2} \left\{ \begin{matrix} 1 \\ 2/p \end{matrix} \right\} \left\| \sum_{i=1}^p \sum_{\nu, \beta=1}^3 \left\{ \begin{matrix} \alpha_i \\ 1 \end{matrix} \right\} \times \right.$$

$$\left. \times L_{i\nu k} L_{j\beta n} (g_{i\nu\beta} - g_{i\nu} g_{j\beta}) \right\|.$$



Взаимное расположение линейной антенны и сложного источника

расположение отдельных излучателей источника. Обозначим через (α_i, β_i) координаты отдельных излучателей в полярной системе координат. Начало системы координат совмещено с точкой O' , а полярная ось $O'x'$ в общем случае образует угол ψ с направлением $O'x$, ортогональным линии визирования $OO'y$. Угол ψ определяет ракурс источника.

Преобразуем матрицу G в (4). Для этого вынесем дифференциальные операторы за знак суммы и разложим ρ_i и ρ_j в ряд по малым величинам x/R и d_m/R (d_m — максимальный размер источника). Отбрасывая в этом разложении члены порядка малости x^3/R^3 , d_m^3/R^3 и полагая $z^2 \gg p$, согласно [1], получим

$$(5) \quad K(q_m/q_0, A_{0i}, \varphi_{0i}) = \frac{c^2}{\omega_0^2 z^2} \left\| \frac{\partial^2}{\partial q_{1k} \partial q_{2n}} \{ L^4 \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 / 720 R_1 R_2 + \right.$$

$$+ L^2 [\sin \theta_1 \sin \theta_2 + \xi_1 \cos \theta_1 \sin \theta_2 / R_1 + \xi_2 \sin \theta_1 \cos \theta_2 / R_2 +$$

$$+ \xi_{12}^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 / R_1 R_2] / 12 \} q_0 \left\|^{-1},$$

где

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 \\ \xi_2 \end{aligned} \right\} = \sum_{i=1}^p \alpha_i \kappa_i \cos \left\{ \begin{aligned} \psi_1 + \beta_i \\ \psi_2 + \beta_i \end{aligned} \right\};$$

$$\xi_{12}^2 = \sum_{i=1}^p \alpha_i \kappa_i^2 \cos(\psi_1 + \beta_i) \cos(\psi_2 + \beta_i).$$

Найдем характеристики оценки местоположения R и θ источника при неизвестном ракурсе ψ . Полагая $q = \{R, \theta, \psi\}$ и выполняя дифференцирование в (5), получим дисперсии совместных оценок дальности и углового положения

$$(6) \quad D_p(R_m) = D_1(R_m) \left\{ 1 + \frac{60[(I_{yy} - x_c^2)(I_{xx} - y_c^2) - (I_{xy} - x_c y_c)^2]}{L^2 \cos^2 \theta_0 (I_{xx} - y_c^2)} \right\}^{-1};$$

$$(7) \quad D_p(\theta_m) = D_1(\theta_m) \{1 - [x_c^2 + (y_c \hat{I}_{yy} + x_c I_{xy})^2 / (I_{xx} I_{yy} - I_{xy}^2)] / \hat{I}_{yy}\}^{-1};$$

где

$$I_{yy} = \xi_{12}^2 |_{\psi_1 = \psi_2 = \psi_0}; \quad \hat{I}_{yy} = I_{yy} + L^2 \cos^2 \theta_0 / 60; \quad x_c = \xi_1 |_{\psi_1 = \psi_0};$$

$$y_c = - \frac{\partial \xi_1}{\partial \psi_1} \Big|_{\psi_1 = \psi_0}; \quad I_{xx} = \frac{\partial^2 \xi_{12}^2}{\partial \psi_1 \partial \psi_2} \Big|_{\psi_1 = \psi_2 = \psi_0};$$

$$I_{xy} = \frac{\partial \xi_{12}^2}{\partial \psi_1} \Big|_{\psi_1 = \psi_0}; \quad \text{а} \quad D_1(R_m) = 180 \lambda^2 R_0^4 / \pi^2 z^2 L^4 \cos^4 \theta_0 \quad \text{и} \quad D_1(\theta_m) =$$

$$= 3 \lambda^2 / \pi^2 z^2 L^2 \cos^2 \theta_0 -$$

соответственно дисперсии оценок дальности и углового положения точечного источника [2], расположенного в точке O' и обладающего энергией, равной суммарной энергии излучателей сложного источника. Воспользуемся аналогией с механикой твердого тела, интерпретируя α_i как приведенную массу материальной точки, помещенной в i -м излучателе. Тогда величины x_c, y_c суть координаты «центра тяжести» сложного источника в системе координат $xO'y$, а I_{xx}, I_{yy}, I_{xy} — его «моменты инерции» относительно осей $O'x$ и $O'y$ соответственно [3]. Если точка O' совпадает с центром тяжести сложного источника ($x_c = y_c = 0$), то дисперсия оценки угла (7) равна дисперсии оценки угла точечного источника. Используя теорему о параллельных осях [3], выразим входящие в (6) моменты инерции через моменты инерции относительно осей, параллельных направлениям $O'x$ и $O'y$ и проходящих через центр тяжести источника. Тогда

$$(8) \quad D_p(R_m) = D_1(R_m) \{1 + 60 \det I / I_{xx}^c L^2 \cos^2 \theta_0\}^{-1},$$

где $\det I$ — определитель «тензора инерции» сложного источника

$$I = \begin{vmatrix} I_{xx}^c & I_{xy}^c \\ I_{xy}^c & I_{yy}^c \end{vmatrix}; \quad I_{xx}^c = \sum_{i=1}^p \alpha_i \kappa_i^2 \sin^2(\psi_0 + \beta_{ic});$$

$$I_{xy}^c = \sum_{i=1}^p \alpha_i \kappa_i^2 \sin(\psi_0 + \beta_{ic}) \cos(\psi_0 + \beta_{ic});$$

$$I_{yy}^c = \sum_{i=1}^p \alpha_i \kappa_i^2 \cos^2(\psi_0 + \beta_{ic})$$

— моменты инерции относительно осей, проходящих через центр тяжести источника и параллельных направлениям $O'x$ и $O'y$; κ_{ic}, β_{ic} — координаты i -го излучателя в полярной системе координат, начало которой совмещено с центром тяжести источника. Поскольку $I_{xx}^c \geq 0, \det I \geq 0$, то, как следует из (8), дисперсия оценки дальности сложного источника не больше дисперсии оценки дальности точечного источника. Таким образом, согласно (6)–(8), для расчета точности оценки местоположения сложного разрешаемого источника необходимо определить положение центра тяжести, моменты инерции и тензор инерции дискретного твердого тела, которое повторяет пространственную структуру сложного источника и имеет распределение масс, аналогичное распределению относительных мощностей. Аналогия с механикой твердого тела позволяет установить некоторые свойства оценок местоположения источника. Например, если все излучатели источника расположены вдоль прямой линии и ориентация этой линии (ракурс источника) априори неизвестна, то дисперсия оценки дальности сложного и точечного источников совпадают. Действительно, известно [3], что тензор инерции тела, вся масса которого распределена вдоль прямой линии, имеет детерминант, равный нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трифонов А. П., Лукин А. Н. РЭ, 1986, т. 31, № 5, с. 883.
2. Кремер А. И., Трифонов А. П. РЭ, 1977, т. 22, № 8, с. 1607.
3. Аппель П. Теоретическая механика. М.: Физматгиз, 1960.

Поступила в редакцию
17.XII.1982

УДК 551.508.86

О ЗАКОНЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ МЕЖДУ АТМОСФЕРИКАМИ

Вершинин Е. А., Вискребцов Н. Г., Добряк Д. С.

Источником естественных радиопомех в диапазоне ОНЧ являются электромагнитные излучения (ЭМИ) повторных ударов молниевых разрядов на землю и К-изменения облачных разрядов, число которых в каждом разряде, а также временные интервалы между ними случайны [1]. Молниевые разряды образуют поток случайных событий и в силу сказанного выше каждый молниевый разряд генерирует группу импульсов (атмосфериков [2]). Это послужило основанием для предложения пуассон-пуассоновской модели потока атмосфериков в точке приема [3, 4], в соответствии с которой атмосферика внутри каждой группы следуют, подчиняясь пуассоновскому закону, а сами группы образуют пуассоновский поток.

Такая модель представляется весьма идеализированной, так как согласно имеющимся экспериментальным данным [1] плотность вероятности (ПВ) распределения временных интервалов между повторными ударами в молниевом разряде возрастает от нуля (имеет максимум). Это вызвано перераспределением зарядов в грозовом облаке, необходимым для создания условий для очередного повторного удара. Ясно, что положение на оси времени импульса ЭМИ повторного удара данного молниевых разряда определяется положением на оси времени импульса предыдущего удара этого разряда. Таким образом, атмосферика внутри группы образуют рекуррентный поток случайных событий [5], а точнее поток несближающихся точек. Отказываться от пуассоновской модели следования молниевых разрядов (групп) оснований нет. В этой связи в [6] было предложено в качестве модели потока атмосфериков использовать пуассоновский поток групп с внутригрупповой структурой несближающихся точек.

В работе [6] дано полное статистическое описание потока атмосфериков, в том числе и временных интервалов τ между ними. К сожалению, в формуле ПВ для интервалов в [6] допущена ошибка (формула там приведена не полностью). Ниже приводится уточненная формула

$$(1) \quad W(\tau) = \frac{\nu}{\lambda} \left\{ \left[q + \frac{1}{1-\bar{q}} \sum_{k=0}^2 \frac{(\alpha\tau)^k}{k!} \exp(-\alpha\tau) \right]^2 + \right. \\ \left. + \lambda \frac{\alpha}{\nu} (1-q) \frac{(\alpha\tau)^2}{2} \exp(-\alpha\tau) \right\} \exp[X_0(\tau)].$$

Здесь $\alpha=0,052$ 1/мс; ν – интенсивность потока атмосфериков; λ – среднее число атмосфериков в группе; q – вероятность выпадения в группе только одного атмосферика,

$$(2) \quad X_0(\tau) = -\frac{\nu}{\lambda} q + \left[\frac{\nu}{\lambda\alpha} (1-\bar{q}) \sum_{k=0}^2 \frac{3-k}{k!} (\alpha\tau)^k \exp(-\alpha\tau) - 3 \right].$$

Вероятность выпадения в группе только одного атмосферика

$$(3) \quad \bar{q} = \frac{\exp(-\beta)}{1-\exp(-\beta)} \beta,$$

параметр β связан со средним числом атмосфериков в группе соотношением

$$(4) \quad \lambda = \frac{\beta}{1-\exp(-\beta)}.$$

Параметры распределения (1) ν и λ могут быть получены следующим образом: измеряются числа атмосфериков, выпадающие на достаточно больших, примыкающих друг к другу временных интервалах T ($T > 1$ с). Число таких интервалов должно быть не менее 100 (при этом обеспечивается высокая точность оценки параметров). При указанной величине T поток атмосфериков можно считать пуассон-пуассоновским [6]. Интенсивность потока атмосфериков и среднее число их в группе, а так-