

УДК 621.396.96

## Двухполосный метод оценки полного электронного содержания ионосферы по сигналам широкополосной РЛС

А. Г. Виноградов, А. Н. Теохаров

Московский физико-технический институт (университет),  
Долгопрудный 141701. E-mail: a.vino@mail.ru, teo-haro@mail.ru

**Аннотация.** Дан анализ дисперсионных искажений широкополосных радиолокационных сигналов при их распространении через ионосферу Земли. Разработан двухполосный метод, позволяющий путем специальной обработки принятого широкополосного сигнала оценивать полное электронное содержание ионосферы вдоль луча радиолокатора. Приведена спектральная характеристика согласованного фильтра, компенсирующего дисперсионные искажения. На основе компьютерного моделирования показана принципиальная возможность прямого измерения полного электронного содержания ионосферы двухполосным методом.

**Ключевые слова:** полное электронное содержание ионосферы, дисперсионные искажения, широкополосный радиолокационный сигнал, согласованная фильтрация, радиолокация.

## Two-sideband method for estimating complete electron content of the ionosphere using signals of wideband radar.

A. G. Vinogradov, A. N. Teokharov

Moscow Institute of Physics and Techonogy (State University), Dolgoprudny 141701.

**Abstract.** Analysis of dispersion distortions of wideband radar signals through earth's ionosphere is given. Two-sideband method of evaluating the complete electron content of the ionosphere along the radar beam is developed. This method uses special processing of the received wideband signal. The spectral function of the matched filter mitigating dispersion distortions is given. On the basis of computer simulation, the in-principle possibility of direct measuring the complete electron content of ionosphere with the two-sideband method is demonstrated.

**Keywords:** complete electron content of ionosphere, dispersion distortions, wideband radar signal, matched filtering, radiolocation.

**MSC 2010:** 78A50, 78A55, 35Q60, 35J15

## Введение

Одной из сравнительно новых задач радиолокации является задача построения радиоизображений с разрешающей способностью порядка десятков сантиметров, что является достаточным для распознавания типа лоцируемого объекта. Как известно, разрешающая способность по дальности обратно пропорциональна ширине

полосы частот сигнала, и для такого «сверхразрешения» необходимо использовать достаточно широкополосные сигналы. Например, для достижения разрешающей способности по дальности  $\Delta R$  порядка 0,75 м требуется сигнал с шириной полосы  $\Delta F$  порядка 200 МГц.

При распространении столь широкополосного сигнала через ионосферу необходимо учитывать дисперсионные искажения сигнала, связанные с частотной зависимостью диэлектрической проницаемости ионосферы [4].

В [1] дисперсионные искажения в ионосфере исследованы на примере сигналов с линейной модуляцией частоты (ЛЧМ сигналов) с большой базой и показано, что основным искажающим фактором является частотно-зависимый набег фазы каждой спектральной составляющей сигнала, который пропорционален полному электронному содержанию ионосферы ТЕС (total electron content) вдоль траектории сигнала. При зондировании под малыми углами места влияние этих искажений может полностью разрушить сигнал при его обычной согласованной обработке (со спектральной функцией, пропорциональной комплексно сопряженной спектральной функции излученного сигнала).

При известном значении ТЕС вдоль траектории сигнала можно модифицировать обработку, согласовав её не с излученным, а с ожидаемым сигналом путем коррекции фазы каждой гармоники согласованного фильтра.

Ранее предлагалось проводить оценку ТЕС на основе измерений параметров ионосферы с помощью разнородных средств (ионозондов, датчиков навигационных систем (GPS, ГЛОНАСС), РЛС некогерентного рассеяния) и оперативной обработки измеренных и модельных данных. Такие оценки требуют тонкой настройки измерительных средств и больших ресурсов при обработке в реальном времени.

В работе [2] для оценки ТЕС предлагается обрабатывать принимаемый сигнал в линейке согласованных фильтров, настроенных на последовательность значений ТЕС с определенным шагом вблизи выбранного начального значения. Недостатком предложенного метода является использование большого числа модифицированных согласованных фильтров для обработки широкополосного сигнала, что затрудняет оценку ТЕС и дальнейшую обработку принятого сигнала в реальном времени.

В данной работе для прямой оценки ТЕС по принимаемому радиолокационному сигналу предлагается использовать методику, обобщающую известный двухчастотный метод оценки ТЕС [4] на сверхширокополосные сигналы и названную нами двухполосным методом. Для этого формируются фильтры, согласованные с «высокочастотным» и «низкочастотным» участками спектра, и ТЕС определяется по отличию задержек откликов таких фильтров.

В разделе 1 приводится оценка дисперсионных искажений сигналов в ионосфере; в разделе 2 описано их влияние на согласованную обработку принятого сигнала и построен оптимальный фильтр, согласованный с ионосферными искажениями; раздел 3 содержит описание двухполосного метода прямой оценки ТЕС и условий его применимости; в разделе 4 приведены результаты численного моделирования.

В заключении сделаны основные выводы и поставлены дальнейшие задачи.

## 1. Оценка дисперсионных искажений

Будем считать, что излученный сигнал можно представить в виде

$$s(t) = A(t)e^{-i\omega_0 t}, \quad (1)$$

где выделена несущая частота  $\omega_0 = 2\pi F_0$ ,

$$A(t) = \int g(\Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega \quad (2)$$

— комплексная огибающая сигнала, которая описывается спектром  $g(\Omega)$ ,  $\Omega$  — девиация частоты, при этом  $g(\Omega) \approx 0$  при  $|\Omega| > \Omega_m$  ( $\Omega_m \sim \pi\Delta F$  — полуширина спектра огибающей). Диэлектрическая проницаемость земной атмосферы отличается от единицы:

$$\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) = n^2(\mathbf{r}, \omega) = 1 + \nu(\mathbf{r}, \omega), \quad (3)$$

где  $n(\mathbf{r}, \omega) = \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)}$  — показатель преломления в среде, а  $\nu(\mathbf{r}, \omega)$  — малая поправка, зависящая от координат и частоты электромагнитного поля:

$$\nu \ll 1. \quad (4)$$

С другой стороны полагаем, что диэлектрическая проницаемость меняется достаточно медленно в масштабе длины волны  $\lambda = c/F = 2\pi c/\omega = 2\pi/k$  ( $k = \omega/c$  — волновое число,  $c$  — скорость света в вакууме):

$$\mu = \lambda |\nabla\varepsilon|/\varepsilon \ll 1. \quad (5)$$

При этих условиях для вывода основных соотношений воспользуемся известным коротковолновым методом расчета распространения сигнала — методом геометрической оптики. Приведем краткий вывод уравнений в скалярном варианте [4].

Решение уравнения Гельмгольца для волнового поля  $\Delta u(\mathbf{r}) + k^2\varepsilon(\mathbf{r})u(\mathbf{r}) = 0$  будем искать в виде почти плоской волны

$$u(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) e^{ik\phi(\mathbf{r})}, \quad (6)$$

где амплитуда  $A(\mathbf{r})$  и эйконал  $\phi(\mathbf{r})$  — медленно меняющиеся функции координат. Амплитуду будем искать в виде ряда по степеням малого параметра  $\mu$  (см. (5)), что формально соответствует разложению по степеням  $(ik)^{-1} = \lambda/(2\pi i)$ :

$$A(\mathbf{r}) = A_0(\mathbf{r}) + (ik)^{-1}A_1(\mathbf{r}) + (ik)^{-2}A_2(\mathbf{r}) + \dots$$

Подставляя эти разложения в уравнение Гельмгольца и приравнявая группы членов одного порядка, получаем систему уравнений, включающую уравнение эйконала

$$[\nabla\phi(\mathbf{r})]^2 = \varepsilon(\mathbf{r}) = n^2(\mathbf{r}) \quad (7)$$

и рекуррентную цепочку уравнений переноса для амплитуд  $A_0(\mathbf{r}), A_1(\mathbf{r}), A_2(\mathbf{r}), \dots$

$$A_0 \Delta \phi + 2 \nabla A_0 \cdot \nabla \phi = 0, \quad A_m \Delta \phi + 2 \nabla A_m \cdot \nabla \phi = \Delta A_{m-1}, \quad (m \geq 1). \quad (8)$$

Уравнения переноса описывают расходимость сигнального пучка в неоднородной среде (что для наших целей несущественно), и далее мы не будем на них останавливаться.

Характеристики уравнения эйконала (7) являются лучами, вдоль которых распространяется сигнал в геометрооптическом приближении; приведем лучевые уравнения в гамильтоновой форме, используя в качестве независимого параметра текущий путь  $s$ , пройденный сигналом вдоль луча в атмосфере:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}(s)}{ds} &= \frac{\mathbf{p}(\mathbf{r}(s))}{n(\mathbf{r}(s))} \equiv \mathbf{e}(s), \\ \frac{d\mathbf{p}(\mathbf{r}(s))}{ds} &= \nabla n(\mathbf{r}(s)), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\mathbf{p}(\mathbf{r}(s)) \equiv \nabla \phi(\mathbf{r}(s))$ , а  $\mathbf{e}(s)$  — единичный вектор вдоль луча. Первое из уравнений (9) фактически описывает направление касательной к лучу, тогда как второе описывает поворот луча из-за неоднородности среды распространения.

Решая уравнение эйконала (7), находим, что при распространении вдоль луча в атмосфере фаза каждой гармоники этого сигнала (на частоте  $\omega = \omega_0 + \Omega$ ) приобретает дополнительный сдвиг [4]

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} L(\omega), \quad (10)$$

где  $L(\omega) \equiv \phi(\mathbf{r}(\sigma)) - \phi(\mathbf{r}(0)) - \sigma = \int_0^\sigma [n(\mathbf{r}(s), \omega) - 1] ds$  — дополнительный фазовый путь, интегрирование ведется вдоль луча  $\mathbf{r}(s)$  от РЛС до лоцируемого объекта,  $\sigma$  — длина луча.

При условиях (4) и (5) в соответствии с (3) интегрирование можно провести вдоль спрямленного луча РЛС–лоцируемый объект, направление которого задается единичным вектором  $\mathbf{l} = \mathbf{R}/R$  ( $\mathbf{R}$  — радиус-вектор объекта,  $R = |\mathbf{R}| = \sigma$ ):

$$L(\omega) = \frac{1}{2} \int_0^R \nu(\mathbf{l}\sigma, \omega) d\sigma. \quad (11)$$

Рассеянный объектом сигнал приобретает такой же фазовый сдвиг<sup>1</sup>. В результате поправка к фазе каждой гармоники сигнала, принимаемого РЛС, равна  $2\varphi(\omega)$ , а полная фаза этой гармоники есть

$$\Phi(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} R + 2\varphi(\omega). \quad (12)$$

<sup>1</sup>Здесь мы пренебрегаем доплеровским сдвигом частоты, возникающим при рассеянии на движущихся объектах, а также частотной зависимостью рассеяния на объекте в полосе частот  $\Delta F$ .

В земной ионосфере для ультракоротких радиоволн ( $\lambda \leq 10$  м) основное влияние на распространение сигнала оказывают продольные ленгмюровские колебания ионосферной плазмы и поправка к диэлектрической проницаемости прямо пропорциональна электронной концентрации  $N(\mathbf{r})$  и обратно пропорциональна квадрату частоты  $\omega$  [3]:

$$\nu(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{4\pi e^2 N(\mathbf{r})}{m\omega^2}, \quad (13)$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона, соответственно. Для удобства запишем (13) в виде

$$\nu(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{80,8}{F^2} 10^{-12} N(\mathbf{r}), \quad (14)$$

где частота  $F = \omega/(2\pi)$  измеряется в МГц, а электронная концентрация  $N(\mathbf{r})$  — в эл/м<sup>3</sup>.

Фазовый путь  $L(\omega)$  тоже обратно пропорционален квадрату частоты, так что его можно представить в виде

$$L(\omega_0 + \Omega) = \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 + \Omega)^2} L(\omega_0), \quad (15)$$

где  $L(\omega_0)$  — фазовый путь в ионосфере на несущей частоте,

$$L(\omega_0) = -\frac{40,4}{F_0^2} 10^{-12} \cdot \text{TEC}, \quad (16)$$

где  $\text{TEC} = \int_0^R N(\mathbf{l}\sigma) d\sigma$  — полное электронное содержание ионосферы в эл/м<sup>2</sup>, а несущая частота  $F_0 = \omega_0/2\pi$  — в МГц; при этом фазовый путь измеряется в метрах. Обычно полное электронное содержание измеряют в так называемых единицах TEC — TECU (total electron content units), 1 TECU = 10<sup>16</sup> эл/м<sup>2</sup>. В этих единицах формула (16) примет вид

$$L(\omega_0) [\text{M}] = -\frac{40,4}{F_0^2 [\text{МГц}^2]} 10^4 \cdot \text{TEC} [\text{TECU}]. \quad (17)$$

Ионосферная фазовая поправка в соответствии с (10) обратно пропорциональна частоте:

$$\varphi(\omega_0 + \Omega) = \frac{\omega_0}{\omega_0 + \Omega} \frac{\omega_0}{c} L(\omega_0). \quad (18)$$

Удобно представить ее в виде трех слагаемых (выделив постоянный и линейный по девиации частоты  $\Omega$  члены)

$$\varphi(\omega_0 + \Omega) = \frac{\omega_0}{c} L(\omega_0) - \frac{\Omega}{c} L(\omega_0) + \frac{\Omega^2}{\omega_0(\omega_0 + \Omega)} \frac{\omega_0}{c} L(\omega_0). \quad (19)$$

Первое слагаемое представляет собой поправку к фазе сигнала на несущей частоте, второе соответствует групповой задержке комплексной огибающей, а третье описывает искажение формы комплексной огибающей.

Действительно, в случае квазимонохроматической радиолокации, когда спектр сигнала достаточно узок, последним слагаемым в разложении фазовой поправки (19) можно пренебречь, и мы получаем после подстановки (12) в (1), (2)

$$s(t) = \exp\left(2i\frac{\omega_0}{c}[R + L(\omega_0)] - i\omega_0 t\right) A\left(t - 2\frac{R - L(\omega_0)}{c}\right). \quad (20)$$

Очевидно, это можно сделать, если

$$\frac{2\Omega_m^2}{\omega_0(\omega_0 + \Omega_m)} \frac{\omega_0}{c} L(\omega_0) < \frac{\pi}{8}, \quad (21)$$

где  $\Omega_m$  — полуширина спектра огибающей. Введя относительную полуширину спектра  $\Delta = \Omega_m/\omega_0$  и используя (17), получим

$$\frac{\Delta^2}{1 + \Delta} < \frac{3}{64640} \frac{F_0 [\text{МГц}]}{\text{ТЕС} [\text{TECU}]}. \quad (22)$$

Рассчитанная по неравенству (22) максимальная полоса сигнала  $\Delta F_0$ , при которой дисперсионными искажениями формы сигнала можно пренебречь, приведена на рис. 1 для несущих частот от 150 до 4000 МГц. Числа у кривых указывают величину ТЕС, для которой данная кривая рассчитана.

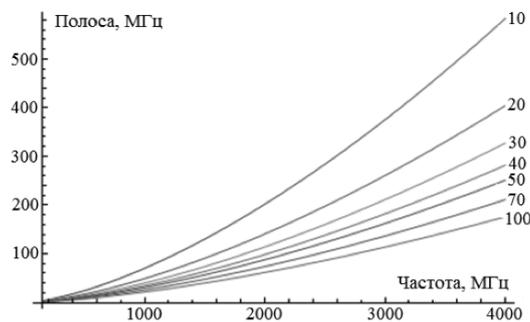


Рис. 1. Допустимая полоса сигнала в зависимости от несущей

## 2. Влияние дисперсионных искажений на согласованную обработку и формирование оптимального фильтра

Принимаемый сигнал с учетом дисперсионных искажений в ионосфере в соответствии с (1), (2), (12) и (19) описывается формулой

$$s(t) = \exp\left(2i\frac{\omega_0}{c}[R + L(\omega_0)] - i\omega_0 t\right) \times \int g(\Omega) \exp\left(2i\frac{\Omega}{c}[R - L(\omega_0)] - i\Omega t\right) \exp\left(2i\frac{\Omega^2}{\omega_0(\omega_0 + \Omega)} \frac{\omega_0}{c} L(\omega_0)\right) d\Omega. \quad (23)$$

Известно, что оптимальная обработка принимаемого сигнала состоит в его фильтрации в согласованном фильтре, частотная характеристика которого совпадает с комплексно сопряженным спектром сигнала [7, 8]<sup>2</sup>.

Обычно предполагается, что спектр принимаемого сигнала близок к спектру излученного сигнала, и частотная характеристика фильтра  $G(\Omega)$  согласуется с комплексно сопряженным спектром излученного сигнала:  $G(\Omega) = g^*(\Omega)$ . При таком подходе сигнал на выходе согласованного фильтра будет описываться формулой (23), в которой спектр сигнала  $g(\Omega)$  нужно заменить его квадратом модуля  $|g(\Omega)|^2$ .

Для оценки влияния ионосферных искажений применим последнее выражение к ЛЧМ сигналу и фазоманипулированному (ФМн) шумоподобному сигналу (ШПС) с параметрами, при которых явно сказываются рассматриваемые эффекты, например, длительностью  $T = 5$  мкс, несущей частотой  $F_0 = \omega_0/(2\pi) = 1300$  МГц и шириной спектра  $\Delta F = \Delta\omega/(2\pi) = 200$  МГц. Амплитуда сигнала на выходе согласованного фильтра, рассчитанная относительно момента времени  $t = 2R/c$  (в этом случае сигнал должен быть максимален), для разных значений ТЕС показана на рис. 2.

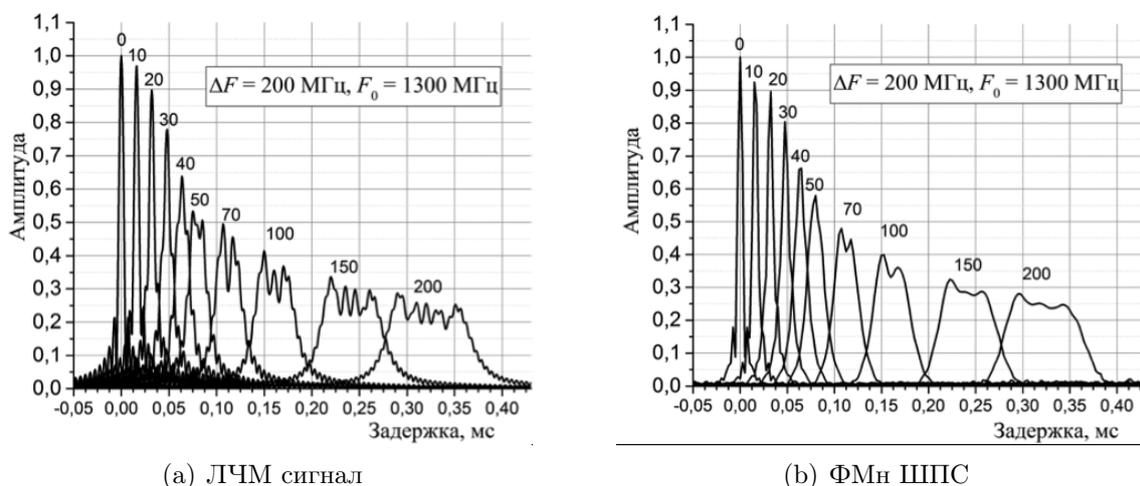


Рис. 2. Амплитуда сигнала на выходе согласованного фильтра для ТЕС = 0, 10, 20, 30, 40, 50, 70, 100, 150 и 200 ТЕСУ).

Графики амплитуд на выходе согласованных фильтров показывают, что с увеличением ТЕС увеличивается задержка сигнала, снижается максимальное значение его амплитуды и увеличивается ширина отклика. Разрешающая способность сигнала по задержке ухудшается вдвое уже при ТЕС = 20 ТЕСУ, и, следовательно, традиционная обработка столь широкополосного сигнала становится бессмыслен-

<sup>2</sup>Согласованная обработка приводит к максимальному отношению сигнал/шум на выходе фильтра при условии равномерной дельта-коррелированной мощности шума в полосе частот радиолокационного сигнала

ной и возникает потребность в разработке фильтра, согласованного с ожидаемым сигналом.

Спектральная функция оптимального фильтра, учитывающего ионосферные искажения сигнала, в соответствии с выражением (23) равна

$$G(\Omega) = g^*(\Omega) \exp \left[ 2i \frac{\Omega}{c} L(\omega_0) \right] \exp \left[ -2i \frac{\Omega^2}{\omega_0(\omega_0 + \Omega)} \frac{\omega_0}{c} L(\omega_0) \right]. \quad (24)$$

Она учитывает как групповое смещение (первый экспоненциальный множитель), так и уширение отклика (второй экспоненциальный множитель).

Для построения спектральной функции (24) необходимо знать фазовый путь в ионосфере на несущей частоте  $L(\omega_0)$ , который в свою очередь зависит от ТЕС. Такая коррекция требует знания ТЕС ионосферы, измерение и оценка которого является непростой задачей. Например, измерения ТЕС двухчастотным методом с использованием сигналов от искусственных спутников навигационных систем (GPS, ГЛОНАСС) требует точной калибровки фаз, измерения параметров ионосферы ионозондами дают фрагментарные оценки значений ТЕС на направлениях, формируемых конфигурацией расположения передатчиков и приемников ионозондов, радиотомографические методы [5] для устойчивой оценки должны использовать большой объем оперативных данных от измерительных средств (ионозондов, датчиков навигационных систем, ...) и требуют больших ресурсов при обработке в реальном времени.

### 3. Методика прямой оценки ТЕС (двухполосный метод)

Для построения спектральной функции (24) необходимо знать задержку сигнала, вносимую ионосферой (здесь задержка измеряется в мксек):

$$\Delta t = \frac{2L(\omega_0)}{c} = \frac{8080}{3} \cdot \frac{\text{ТЕС}}{F_0^2}. \quad (25)$$

Эта задержка фактически зависит от двух параметров — значения полного электронного содержания ионосферы ТЕС, характеризующего степень ионосферного возмущения, и значения несущей частоты сигнала  $F_0$ .

В данной работе для прямой оценки ТЕС по принимаемому радиолокационному сигналу предлагается использовать методику, обобщающую известный двухчастотный метод оценки ТЕС [4] на сверхширокополосные сигналы и названную нами двухполосным методом. Этот метод основан на зависимости «ионосферной» задержки принятого сигнала от частоты (25). Если сигнал имеет достаточно широкую полосу частот  $\Delta F$  (сверхширокополосный сигнал), то можно использовать спектральные компоненты сигнала на краях полосы, которые будут испытывать разные задержки, поскольку «несущие» этих крайних компонент будут разными. Указанная методика ранее успешно применялась в декаметровом диапазоне при оценке параметров частотной дисперсии ионосферного радиоканала с помощью фазоманипулированных шумоподобных сигналов [6].

Аргументом использования предложенной методики является то обстоятельство, что «крайние» спектральные компоненты сами по себе могут иметь ширину полосы значительно меньшую, чем у исходного широкополосного сигнала, и потому существенно меньше подвержены ионосферным искажениям и допускают согласованную обработку без компенсации ионосферных искажений. С другой стороны, уменьшение ширины полосы приводит к уширению главного пика на выходе согласованного фильтра и снижению точности оценки задержки. Поэтому при выборе оптимального формирования «крайних» спектральных компонент необходим компромисс.

На рис. 3 схематично показан график модуля спектра сигнала  $|g(F)|$  с несущей  $F_0$  и полосой  $\Delta F$ . «Левая» или «низкочастотная» компонента сигнала формируется полосовым фильтром из части спектра с частотами, меньшими фиксированной частоты  $F_{\text{л}}$  ( $F < F_{\text{л}}$ ) и имеет несущую  $F_{0\text{л}} < F_0$ , тогда как «правая» или «высокочастотная» компонента — из правой части спектра с частотами, большими, чем фиксированная частота  $F_{\text{п}}$  ( $F > F_{\text{п}}$ ) с несущей  $F_{0\text{п}} > F_0$ .

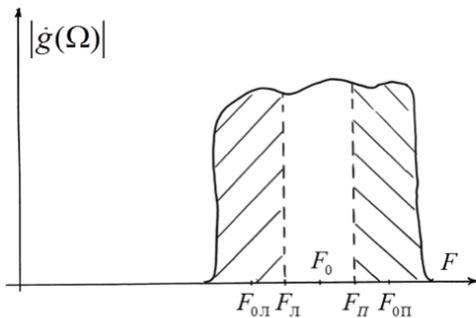


Рис. 3. К выбору «низкочастотной» и «высокочастотной» компонент сигнала.

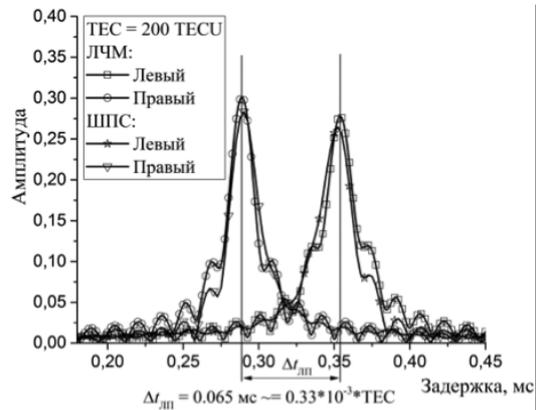


Рис. 4. Задержки сигналов, сформированных «левой» и «правой» частями полного спектра сигнала.

При независимой обработке «правого» и «левого» сигнала и измерения соответствующих «ионосферных» задержек  $\Delta t_{\text{л}}$  и  $\Delta t_{\text{п}}$  согласно (25) можно получить оценку ТЕС по разности задержек  $\Delta t_{\text{лп}} = \Delta t_{\text{л}} - \Delta t_{\text{п}}$ :

$$\text{ТЕС} = \frac{3}{8080} \cdot \Delta t_{\text{лп}} \cdot \left( \frac{1}{F_{0\text{л}}^2} - \frac{1}{F_{0\text{п}}^2} \right)^{-1}. \quad (26)$$

Оценим возможность реализации предложенной методики прямой оценки ТЕС. Для определенности разделим спектр исходного сигнала на 3 интервала примерно одинаковой ширины  $\approx \Delta F/3$ . Тогда  $F_{0\text{л}} \approx F_0 - \Delta F/3$  и  $F_{0\text{п}} \approx F_0 + \Delta F/3$ . Для модельных значений  $F_0 = 1300$  МГц и  $\Delta F = 200$  МГц выражение (26) приводит к оценке  $\Delta t_{\text{лп}} \approx 0,33 \cdot 10^{-3} \cdot \text{ТЕС}$ .

Для возмущенной ионосферы с  $TEC = 50$  имеем  $\Delta t_{\text{лп}} \approx 0,016$  мкс, что приблизительно совпадает с шириной пика функции отклика при обработке сигнала «левым» и «правым» фильтрами с полосой  $\Delta F/3 = 67$  МГц;  $\Delta \tau_{\text{л}} - \Delta \tau_{\text{п}} \approx 0,015$  мкс. Это приблизительно соответствует критерию Рэлея для разрешающей способности и дает возможность с достаточной точностью определить разность задержек и провести прямую оценку  $TEC$  по формуле (26).

На рис. 4 приведены сигналы с выхода фильтров, согласованных с «левой» и «правой» частями спектра исходного сигнала. Измеренное значение разницы задержки распространения соответствует расчетному для  $TEC = 200$  TECU.

Блок-схема алгоритма, реализующего предложенную методику прямой оценки  $TEC$ , приведена на рис. 5. Здесь использовано обозначение для ступенчатой функции  $\theta(f) = 1$  при  $f > 0$  и  $\theta(f) = 0$  при  $f < 0$ .

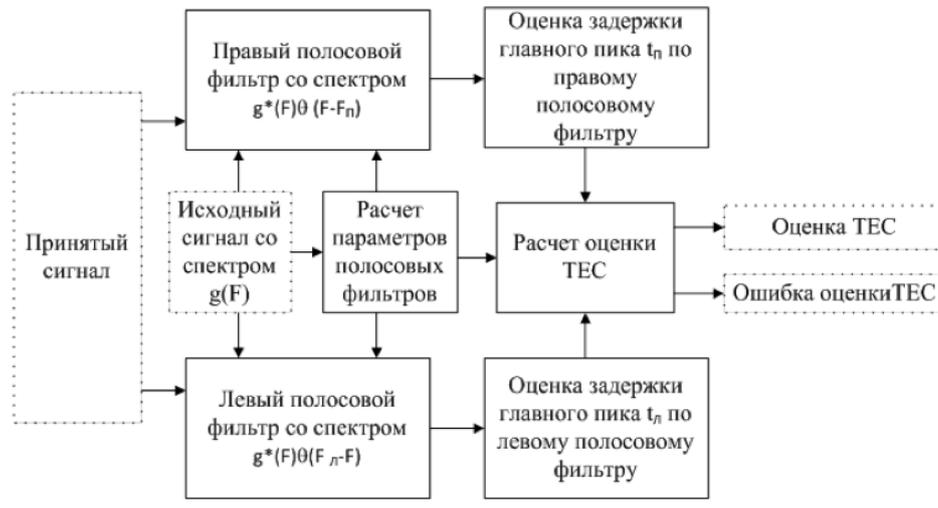


Рис. 5. Блок-схема алгоритма прямой оценки  $TEC$ .

#### 4. Результаты моделирования

Для оценки возможности определения полного электронного содержания ионосферы предложенным методом была разработана компьютерная программа.

В качестве примера на рисунках ниже приведены результаты моделирования оценки  $TEC$  для ЛЧМ сигнала длительностью 10 мкс и полосой 250 МГц с центральной несущей частотой 1,3 ГГц, статистическая выборка для каждой оценки составляла 1000 измерений.

Оценки  $TEC$  приведены для заданных значений возмущений ионосферы:  $TEC = 20$  (слабо возмущенная ионосфера),  $TEC = 50$  (возмущенная ионосфера) и  $TEC = 100$  TECU (сильно возмущенная ионосфера).

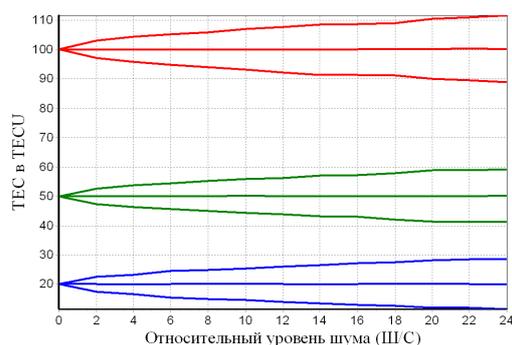


Рис. 6. Статистика прямой оценки ТЕС в зависимости от отношения шум/сигнал.

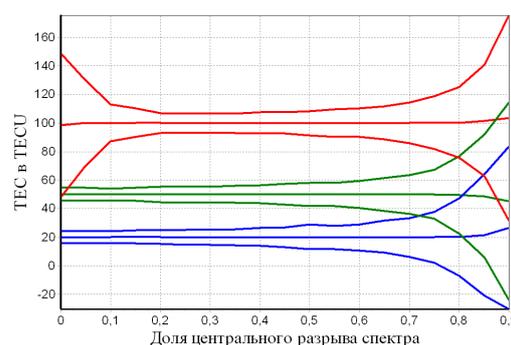


Рис. 7. Статистика прямой оценки ТЕС в зависимости от разрыва спектра.

На рис. 6 приведены графики оценки ТЕС с расширениями  $\pm 3\sigma$  в зависимости от относительного уровня шума (отношения шум/сигнал по амплитуде) при доле вырезания центральной части спектра, равной 0,33. Здесь  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение оценки ТЕС по ансамблю.

С ростом шумовой компоненты разброс оценок ТЕС растет, хотя вплоть до отношения шум/сигнал = 24 оценка оказывается более чем удовлетворительной для многих приложений. При отношении шум/сигнал > 25 моделирование показывает значительный рост выбросов на статистическом ансамбле и, по нашему мнению, такая оценка оказывается неприемлемой, поскольку в реальных условиях мы должны ориентироваться на ограниченное число выборок принятого сигнала (в идеале — на одну реализацию сигнала на приеме).

При умеренных отношениях шум/сигнал < 25 моделирование показало, что статистическое распределение оценок ТЕС близко к гауссовскому (эксцесс менее 0,1, а отношение 4-го момента ко 2-му близко к 3).

На рис. 7 приведены графики оценки ТЕС с расширениями  $\pm 3\sigma$  в зависимости от доли вырезания центральной части спектра при формировании фильтров для достаточно высокого отношения шум/сигнал, равного 20.

Видно, что существует оптимальная область для формирования крайних фильтров с вырезанием примерно 1/3 части спектра сигнала в районе несущей частоты, по крайней мере для сильно возмущенной ионосферы. В этом случае разброс оценок оказывается приемлемым для многих приложений. Для области сильного «вырезания центра спектра» (> 0,7) крайние фильтры оказываются узкополосными, что приводит к значительному уширению главных пиков откликов и соответственно к ухудшению разрешения. Кроме того, сужение полос крайних фильтров приводит к уменьшению полезной мощности «сигналов», используемых для оценки ТЕС, из-за чего уменьшается отношение сигнал/шум. В другой области слабого «вырезания» (< 0,15) или даже перекрытия спектров фильтров (< 0) сказывается сближение эффективных несущих, что ухудшает характеристики оценки разности задержек в крайних фильтрах.

Кроме того, при слабом вырезании парциальные сигналы становятся сверх-

широкополосными и заметно искажаются при распространении через ионосферу (особенно для сильно возмущенной ионосферы), что также ухудшает оценку разности задержек.

## Выводы

1. Показана принципиальная возможность прямого измерения полного электронного содержания ионосферы (ТЕС) по данным зондирования сверхширокополосным сигналом в реальном времени.

2. Предложенный двухполосный метод дает возможность оценивать ТЕС по единичному отклику принятого зондирующего сигнала без дополнительного лоцирования и без использования дополнительных измерительных средств (таких как ионозонды, датчики навигационных систем, станции некогерентного рассеяния).

3. Предложенный метод не зависит от вида сверхширокополосного сигнала; показано, что он работает для ЛЧМ сигналов и шумоподобных ФМн сигналов.

4. Предложенный метод удовлетворительно работает при малых отношениях сигнал/шум на входе приемника — вплоть до  $-13$  дБ (зависит от базы сигнала).

5. Показано, что существуют оптимальные параметры формирования парциальных фильтров.

6. Оценка ТЕС непосредственно по принимаемому сигналу позволяет синтезировать адаптивные следящие фильтры, оптимизирующие собственную частотную характеристику при изменении ТЕС вдоль радиолинии в течение сеанса связи (например, во время связи с низкоорбитальным искусственным спутником Земли при движении его по орбите). Корректировка дисперсионных искажений принимаемого сигнала позволит повысить помехоустойчивость радиолинии.

7. Статистическое распределение оценок ТЕС близко к гауссову (эксцесс менее 0,1, а отношение 4-го момента ко 2-му близко к 3).

8. Необходимо продолжить работу по дальнейшему исследованию и совершенствованию предложенного метода, в частности, по выбору оптимальных параметров обработки в зависимости от излученного сигнала и по особенностям оценки ТЕС в условиях отражения от сложного объекта. Необходимо также учесть движение объекта, приводящее к доплеровскому сдвигу гармоник принимаемого сигнала.

9. Необходимо рассмотреть варианты применения предложенного метода в перспективных и разрабатываемых локаторах, использующих сверхширокополосные сигналы в задачах дистанционного зондирования и в связных задачах, с целью построения оптимальной обработки принятых сигналов в условиях их искажения в каналах распространения.

## Список цитируемых источников

1. *Виноградов А. Г., Лучин А. А., Теохаров А. Н.* Обработка сверхширокополосных сигналов и формирования радиолокационных изображений в РЛС дальнего обнаружения L-диапазона. // *Наукоемкие технологии* — 2013. — Т. 14, №9. — С. 32–36.

- Vinogradov A. G., Luchin A. A., Teokharov, A. N. (2013). Problems of Processing Very Broadband Signals and Constructing Radar Images in Long-Range Radars of L-Range (in Russian). *Naukoemkie tekhnologii* 14:9, 32–36.
2. *Виноградов А. Г., Теохаров А. Н.* Прямая оценка полного электронного содержания ионосферы (ТЕС) по искажениям широкополосного радиолокационного сигнала. // Тезисы докладов на международной конференции «Метод функций Ляпунова и его приложения». — Алушта — 2014, 15-20 сент. — С. 80.
- Vinogradov A. G., Teokharov, A. N. (2014). Direct Estimation of the Total Electron Content (TEC) of the Ionosphere from Distortion of a Broadband Radar Signal (in Russian). In Proceedings of the International Conference «Lyapunov Function Method and its Application», Alushta, Sept. 15–20, 80.
3. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
- Ginzburg V. L. (1970). The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas. — Oxford-New York: Pergamon Press.
4. *Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. — М.: Радио и связь, 1983. — 224 с.
- Kravtsov Yu. A., Feizulin Z. I., Vinogradov A. G. (1983). Propagation of Radio Waves through the Earth Atmosphere. — Moscow: Radio i svyaz.
5. *Кунцын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С., Нестеров И. А.* Спутниковое радиозондирование и радиотомография ионосферы. // Успехи физических наук. — 2010. — Т. 180, № 5, С. 548–553.
- Kunitsyn V. E., Tereshchenko E. D., Andreeva E. S., Nesterov I. A. (2010). Satellite Radio Probing and the Radio Tomography of the Ionosphere. *Phys. Usp.* 53, 523–528.
6. *Лобов Е. М., Кандауров Н. А., Косилов И. С., Елсуков Б. А.* Методика оценки параметров частотной дисперсии ионосферного канала с помощью широкополосного фазоманипулированного сигнала. // Т-Comm — Телекоммуникации и транспорт. — 2014. — №9. — С. 49–53.
- Lobov E. M., Kandaurov N. A., Kosilov I. S., Elsukov B. A. (2014). Method of Estimating the Parameters of the Frequency Dispersion of Ionospheric Channel via Wideband BPSK (in Russian). *T-Comm — Telecommunications and Transport* 9, 49–53.
7. *Сосуллин Ю. Г.* Теоретические основы радиолокации и радионавигации. // — М.: Радио и связь, 1992. — 304 с.
- Sosulin Yu. G. (1992). Theoretical Backgrounds of Radiolocation and Radionavigation (in Russian). — Moscow: Radio i svyaz.
8. Теоретические основы радиолокации. / Под ред. Я. Д. Ширмана. — М.: Советское радио, 1970. — 560 с.
- Shirman Ya. D. (Ed.) (1970). Theoretical Backgrounds of Radiolocation (in Russian). Moscow.: Sovetskoe radio.

Получена 25.09.2016