

Анализ влияния ионосферы на вероятностные характеристики приема сигналов в спутниковых системах передачи информации

Л.Е.Назаров, В.В.Батанов, З.Т. Назарова

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
г. Фрязино, пл.Введенского, 1 nazarov@ire.rssi.ru, bvitaly@inbox.ru

Приведены методы описания искажений сигналов во временной и частотной областях при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи. Даны описания методов оценивания энергетических потерь при корреляционной обработке по отношению к распространению сигналов в свободном пространстве. Произведено численное оценивание этих энергетических потерь при распространении по ионосферным линиям передачи сигналов с фазовой манипуляцией.

The results of analysis for signal distortions propagating through the ionospheric satellite communication channels are presented in the article. The descriptions of signal distortions are based on the time-impulse response or on the frequency-domain solution for ionospheric channel as linear filter. The signal/noise degradations due to signal distortions are evaluated.

При распространении по спутниковым линиям передачи сигналы испытывают фазо-частотные и амплитудно-частотные искажения за счет влияния ионосферы как дисперсионной среды [1,2,3]. Эти искажения приводят к энергетическим потерям при корреляционной обработке, составляющей основу алгоритмов синхронизации (обнаружение синхронизирующих сигналов и их сопровождение) и демодуляции сигналов в приемных устройствах [4,5]. Рассматриваемые искажения приводят также к наличию межсимвольной (МСИ) интерференции за счет временного рассеяния радиоимпульсов в составе сигналов с цифровой манипуляцией. Наряду с аддитивными канальными помехами эти искажения являются основными факторами снижения надежности передачи информации, что определяет актуальность создания и развития соответствующих моделей ионосферных искажений [5].

Актуальной является проблема оценивания энергетических потерь за счет влияния ионосферы спутниковых линий передачи для сложных сигналов с цифровой манипуляцией.

В докладе при решении данной проблемы рассмотрен класс сигналов с двоичной фазовой манипуляцией, формируемых на основе m -последовательностей, широко используемых в приложениях [4].

Основу анализа распространения сигналов по ионосферным линиям передачи данных диапазонов представляет решение волнового уравнения относительно плоской волны $E(z, f)$ с частотой f , нормально падающей на слой неоднородной среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z, f)$ и распространяющейся по оси z [3]

$$\frac{d^2 E(z, f)}{dz^2} + \frac{(2\pi)^2 f^2}{c^2} \varepsilon(z, f) E(z, f) = 0. \quad (1)$$

Здесь c - скорость света.

В общем случае для произвольной функции $\varepsilon(z, f)$ уравнение (1) не имеет решения, представимого через известные функции [3]. Важным направлением является определение приближенных решений волнового уравнения (1), в частности, приближение геометрической оптики, которое для неоднородной ионосферы без учета отражения имеет вид [3]

$$E(z,t) = E(0,t) \exp \left(- \frac{j2\pi f}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon(z,f)} dz \right). \quad (2)$$

При распространении сигналов с цифровой манипуляцией $s(t)$ с частотной полосой ΔF задача их описания усложняется. В этом случае каждая спектральная компонента в составе спектра сигналов ΔF при распространении приобретает частное фазовое смещение $\Delta\varphi(z,f)$ за счет дисперсионных свойств неоднородной ионосферы, что обуславливает искажения сигналов на входе приемного устройства [5,6].

Для частот f , используемых в системах спутниковой связи, коэффициент диэлектрической проницаемости ионосферы $\varepsilon(z,f)$ в виде неоднородной сферически-симметричной среды задается соотношением [6]

$$\varepsilon(z,f) = 1 - f_p^2(z) / f^2. \quad (3)$$

Здесь $f_p(z) = \sqrt{80.8 N_e(z)}$ - собственная частота ионосферы (кГц); $N_e(z)$ - электронная плотность ионосферы (эл/см³) на высоте z .

Модель (3) представляет вещественные значения $\varepsilon(z,f)$, поглощение радиоволн для рассматриваемых частотных диапазонов полагается малым. Это обуславливает лишь фазо-частотные искажения при распространении радиоимпульсов.

Наиболее простая трехпараметрическая модель высотного профиля электронной плотности $N_e(z)$ имеет вид [5]

$$N_e(z) = \sqrt{\gamma \exp[-(\exp(b(z - z_{\text{макс},э})) + bz)]}. \quad (4)$$

Здесь γ, b - параметры модели; $z_{\text{макс},э}$ - высота над земной поверхностью, для которой достигается максимальное значение электронной плотности $N_{e,\text{макс}}$.

Методы описания искаженных радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям можно отнести к двум общим классам [3,5].

В первый класс входят методы описания во временной области, рассматривая действие ионосферной линии эквивалентным линейной фильтрации с импульсной характеристикой $h(z,\tau)$ [1,2]. В этом случае радиоимпульс $E(z,t)$ на выходе ионосферной линии передачи на высоте z задается соотношением свертки

$$E(z,t) = \int_0^T E(0,\tau) h(z,t-\tau) d\tau. \quad (5)$$

Во второй класс входят методы описания в частотной области с использованием аппарата спектрального преобразования Фурье [3].

$$E(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{g}(f) \dot{H}(f) \exp(j2\pi f t) df. \quad (6)$$

Здесь $\dot{g}(f)$ - спектр радиоимпульса $E(0,t)$.

Искажения радиоимпульсов $E(z,t)$ при применении корреляционной обработки обуславливают наличие энергетических потерь ΔE по отношению к распространению в свободном пространстве и заключаются в двух факторах. Во-первых, происходит временное рассеяние радиоимпульса за счет возникновения сигнала-предвестника и сигнала-последствия при распространении в ионосферной линии. Во-вторых, изменяется огибающая $E(z,t)$ по отношению к огибающей радиоимпульса $E(0,t)$ [5].

Импульсная характеристика $h(z, \tau)$ для стационарной неоднородной ионосферы при отсутствии отражения и поглощения волн представляется в виде аналитических выражений. Одно из таких выражений имеет вид [2]

$$h(z, \tau') = \delta(\tau') - u(\tau') \frac{2\pi f_{p, \text{эф}}(z, f) \sqrt{z}}{\sqrt{2c\tau'}} J_1 \left(4\pi f_{p, \text{эф}}(z, f) \sqrt{\frac{z\tau'}{2c}} \right). \quad (7)$$

Здесь $\delta(\tau)$ - дельта-функция; $\tau' = \tau - z/c$; $u(\tau)$ - функция единичного скачка; $J_1(x)$ - модифицированная функция Бесселя первого рода 1-го порядка.

Эффективное значение собственной частоты $f_{p, \text{эф}}$ для f_0 представляет решение уравнения $\int_0^z \sqrt{f_0^2 - f_p^2(x, f)} dx = z \sqrt{f_0^2 - f_{p, \text{эф}}^2}$.

Коэффициент передачи ионосферной линии $\dot{H}(f, z)$ задается соотношением

$$\dot{H}(f, z) = \exp(j2\pi f \tau(f, z)) = \exp \left(j2\pi f \int_0^z \frac{dx}{c\phi} \right). \quad (8)$$

Здесь $\tau(f, z)$ - время распространения гармонического сигнала с частотой f вдоль лучевой линии; $c\phi = c/\sqrt{\varepsilon(f, z)}$ - фазовая скорость гармонического сигнала.

Значение $\tau(f, z)$ определяется соотношением [6]

$$\tau(f, z) = \int_0^z \frac{n(x, f)(R_3 + x) dx}{c\phi \left(n^2(x, f)(R_3 + x)^2 - (n_0 R_3 \sin(\theta_A - \xi_A))^2 \right)^{1/2}}. \quad (9)$$

Здесь R_3 - радиус Земли; θ_A - зенитный угол направления линии прямой видимости; n_0 - коэффициент преломления на высоте $z=0$; ξ_A - угол рефракции; L_{AB} - расстояние линии прямой видимости между земной станцией А и спутником В (рис.1).

Угол рефракции ξ_A вычисляется с использованием соотношений [6]

$$\chi = \int_0^z \frac{n_0 R_3 \sin(\theta_A - \xi_A) dh}{(R_3 + h) \sqrt{(n(h, f)(R_3 + h))^2 - (n_0 R_3 \sin(\theta_A - \xi_A))^2}}, \quad (10)$$

$$\chi = \arccos \left(\frac{-L_{AB}^2 + R_3^2 + (R_3 + z)^2}{2R_3(R_3 + z)} \right). \quad (11)$$

Оценивая коэффициент передачи $\dot{H}(z, f)$ с использованием соотношений (8)-(11) для значений f в частотном диапазоне радиоимпульса $E(0, t)$ и применяя соотношение (6), определяется вид искаженного радиоимпульса $E(z, t)$.

В таблице 1 приведены оценки энергетических потерь ΔE при распространении сигналов по рассматриваемой модели ионосферной линии передачи для углов направления прямой видимости $\theta_A = 0^0$, $\theta_A = 60^0$, $\theta_A = 80^0$. Оценки ΔE получены с использованием приведенных соотношений (8)-(11) и корреляционного анализа. Варьируемым параметром является длительность элементов m -последовательности T (полоса сигналов $\Delta F = 2/T$). Видно, что с уменьшением длительности элементов m -последовательности (с увеличением полосы сигналов ΔF) наблюдается увеличение

значений ΔE - при $T=100$ нсек ($\Delta F=20$ МГц) имеем $\Delta E=-0.80$ дБ для $\theta_A=0^0$, $\Delta E=-0.90$ дБ для $\theta_A=60^0$ и $\Delta E=-1.10$ дБ для $\theta_A=80^0$; при $T=30$ нсек ($\Delta F=60.6$ МГц) соответственно имеем $\Delta E=-1.75$ дБ для $\theta_A=0^0$, $\Delta E=-3.75$ дБ для $\theta_A=60^0$ и $\Delta E=-5.50$ дБ для $\theta_A=80^0$.

Таблица 1. Оценки энергетических потерь $\Delta E_{\text{ИМ}}$ и ΔE при распространении радиоимпульса с прямоугольной огибающей и сигналов на основе m -последовательности по ионосферной линии передачи (модель дневной ионосферы, центральная частота $f_0=400$ МГц, θ_A - угол направления прямой видимости).

T, нсек	100	90	80	70	60	50	40	30	20
$\theta_A=0^0$									
ΔE , дБ	-0.65	-0.75	-0.80	-0.95	-1.05	-1.25	-1.60	-1.70	-4.20
$\Delta E_{\text{ИМ}}$, дБ	-0.55	-0.65	-0.70	-0.85	-0.95	-1.15	-1.40	-1.55	-3.80
$\theta_A=60^0$									
ΔE , дБ	-0.86	-1.00	-1.05	-1.20	-1.55	-1.65	-1.85	-3.45	-7.10
$\Delta E_{\text{ИМ}}$, дБ	-0.76	-0.90	-0.98	-1.08	-1.37	-1.40	-1.65	-3.08	-6.25
$\theta_A=80^0$									
ΔE , дБ	-1.10	-1.25	-1.50	-1.55	-1.65	-1.90	-3.30	-5.60	-8.25
$\Delta E_{\text{ИМ}}$, дБ	-1.00	-1.12	-1.40	-1.45	-1.50	-1.75	-2.95	-5.15	-7.40

В таблице 1 также приведены соответствующие оценки энергетических потерь $\Delta E_{\text{ИМ}}$ при распространении радиоимпульса с прямоугольной огибающей по рассматриваемым ионосферным линиям передачи. Наблюдаемые значения энергетических потерь для сигналов ΔE превышают значения энергетических потерь для радиоимпульсов $\Delta E_{\text{ИМ}}$, например, для $\theta_A=60^0$; при $T=30$ нсек имеем $\Delta E=-3.75$ дБ и $\Delta E_{\text{ИМ}}=-3.25$ дБ. Эти отличия объясняются наличием помех МСИ для сигналов. При выполнении моделирования задавался ряд m -последовательностей с различной длительностью ($m=15,31$).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№16-07-00746).

Литература

1. Арманд Н.А. Распространение широкополосных сигналов в дисперсионных средах. // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. №9. Стр.1045-1057.
2. Гуляев Ю.В., Стрелков Г.М. Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме. // Доклады Академии наук. 2006. Т.408. №6. Стр.754-757.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967.
4. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь. 1985. 384 с.

5. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Анализ искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т.21. №5. Стр. 37-45.

6. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. М.: Гос. Изд-во по вопросам связи и радио. 1960.