

Оценивание искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи

Л.Е.Назаров, В.В.Батанов

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 радиоимпульсов при их распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи. Методы представления искаженных радиоимпульсов основаны на использовании импульсной характеристики и комплексного коэффициента ионосферной линии как линейного фильтра. Произведено численное оценивание энергетических потерь за счет искажений по отношению к распространению радиоимпульсов в свободном пространстве.

The results of analysis for short impulse-like pulses distortion propagating through the ionospheric satellite communication channels are presented in the report. The descriptions of impulse distortion are based on the time-impulse response and on the frequency-domain solution for ionospheric channel as linear filter. The signal/noise degradation due to impulse distortion is evaluated.

Выбор сигнальных конструкций и методов их обработки в приемных устройствах систем связи определяется свойствами физических линий передачи. При распространении по линиям передачи спутниковых систем связи сигналы подвергаются искажающему действию ионосферы, которая является дисперсионной средой, определяющей фазо-частотные и амплитудно-частотные искажения сигналов и, как следствие, наличие межсимвольной и межканальной интерференций [1,2,3]. Эти явления приводят к энергетическим потерям при корреляционной обработке сигналов, которая составляет основу демодуляции сигналов [1]. Наряду с аддитивными канальными помехами эти искажения являются основными факторами снижения надежности передачи информации, что определяет актуальность создания и развития соответствующих моделей ионосферных искажений.

В докладе рассмотрены методы анализа искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи. Основу методов составляет модель стационарной неоднородной ионосферы, действие которой эквивалентно линейной фильтрации, задаваемой импульсной характеристикой $h(z, \tau)$ или коэффициентом передачи $\dot{H}(f)$.

В соответствии с Регламентом радиосвязи спутниковые системы связи используют Р-, L-, S-, X-, К- частотные диапазоны, интенсивно осваиваются другие частотные диапазоны. 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 [3-6]

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

Соотношение (2) справедливо для монохроматических волн. При распространении радиоимпульса длительностью T с центральной частотой f_0 , задаваемого в виде $E(0,t) = A(t) \exp(j2\pi f_0 t)$ и представляющего спектр монохроматических волн, задача описания $E(z,t)$ усложняется [1,3,7,8]. В этом случае каждая составляющая спектральная компонента радиоимпульса при распространении приобретает частное фазовое смещение $\Delta\varphi(f)$ и частное изменение амплитуды за счет дисперсионных свойств ионосферы, что обуславливает результирующее искажение радиоимпульса на входе приемного устройства.

Для частот f , используемых в системах спутниковой связи, коэффициент диэлектрической проницаемости ионосферы $\varepsilon(z,f)$ в виде неоднородной сферически-симметричной среды задается соотношением [4]

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

Здесь $f_p(z) = \sqrt{80.8 N_\ominus(z)}$ - собственная частота ионосферы (кГц); $N_\ominus(z)$ - 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.

Известная трехпараметрическая модель $N_\ominus(z)$ имеет вид [5]

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

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

Методы описания искаженных радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям можно отнести к двум общим классам.

В первый класс входят методы описания во временной области, рассматривая действие ионосферной линии эквивалентное линейной фильтрации с импульсной характеристикой $h(z,\tau)$ [2,8]. 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 $E(0,t)$.

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 $\int_0^z \sqrt{f_0^2 - f_p^2(x, f)} dx = z \sqrt{f_0^2 - f_{p, \text{эф}}^2}$.

Второе выражение для импульсной характеристики имеет вид [8]

$$h(z, \tau) = \delta(\tau - z/c) - u(\tau - z/c) \frac{2\pi f_{p, \text{эф}} z J_1 \left(2\pi f_{p, \text{эф}} \sqrt{\tau^2 - (z/c)^2} \right)}{c \sqrt{\tau^2 - (z/c)^2}}. \quad (8)$$

Для линий спутниковых цифровых систем связи выполняется условие $T \ll z/c$, в этом случае в [7] доказана тождественность выражений (7) и (8).

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

$$\dot{H}(f, z) = \exp(j2\pi f \tau(f, z)) = \exp \left(j2\pi f \int_0^z \frac{dx}{c\phi} \right). \quad (9)$$

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.

Отличие времени распространения гармонического сигнала вдоль лучевой линии и вдоль линии прямой видимости определяется соотношением [6]

$$\Delta \tau(f, z) = \int_0^z \frac{n(x, f)(R_3 + x) dx}{c\phi \left(n^2(x, f)(R_3 + x)^2 - (n_0 R_3 \sin(\theta_A - \xi_A))^2 \right)^{1/2}} - \frac{L_{AB}}{c}. \quad (10)$$

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 [4]

$$\chi = \int_0^z \frac{n_0 R_3 \sin(\theta_A - \xi_A) dh}{(R_3 + h) \sqrt{(n(h, f)(R_3 + h))^2 - (n_0 R_3 \sin(\theta_A - \xi_A))^2}}, \quad (11)$$

$$\chi = \arccos \left(\frac{-L_{AB}^2 + R_3^2 + (R_3 + z)^2}{2R_3(R_3 + z)} \right). \quad (12)$$

Таким образом, оценивая коэффициент передачи $\dot{H}(z, f)$ с использованием соотношений (9)-(12) для значений f в частотном диапазоне радиоимпульса $E(0, t)$ и применяя соотношение (6), определяется вид искаженного радиоимпульса $E(z, t)$.

На рис.2 в качестве примера приведен исходный радиоимпульс (кривая 1) в виде меандра, центральная частота радиоимпульса равна $f_0 = 400$ МГц, $z = 400$ км, длительность $T = 200$ нсек. Кривая 2 соответствует данному радиоимпульсу при распространении в ионосфере с параметрами $f_{p,эф} = 6.5$ МГц, $\theta_A = 60^0$.

В таблице 1 приведены оценки энергетических потерь ΔE при распространении радиоимпульсов по ионосферной линии передачи, центральная частота $f_0 = 400$ МГц, высота ионосферной линии передачи $z = 400$ км, $\theta_A = 60^0$. Значения ΔE_1 и ΔE_2 соответствуют энергетическим потерям для параметров $f_{p,эф} = 6.5$ МГц и $f_{p,эф} = 2.85$ МГц. Различие данных энергетических потерь, обусловленное задаваемыми параметрами модели профиля электронной плотности ионосферы $N_o(z)$ для дневного и ночного времени, увеличиваются с расширением частотной полосы радиоимпульсов ΔF и для $\Delta F = 160$ МГц ($T = 12.5$ нсек) достигает 2.4 дБ.

Таблица 1. Оценки энергетических потерь ΔE при распространении радиоимпульсов по ионосферной линии передачи в зависимости от длительности T радиоимпульсов ($f_0 = 400$ МГц, $z = 400$ км, $\theta_A = 60^0$): ΔE_1 и ΔE_2 соответствуют параметрам $f_{p,эф} = 6.5$ МГц (день) и $f_{p,эф} = 2.85$ МГц (ночь).

T , нсек	ΔF , МГц	ΔE_1 , дБ	ΔE_2 , дБ
12.5	160	-5.2	-2.8
16.6	120	-3.9	-1.8
20	100	-3.2	-1.2
25	80	-2.3	-0.75
50	40	-0.70	-0.450
100	20	-0.40	-0.25
200	10	-0.25	-0.15

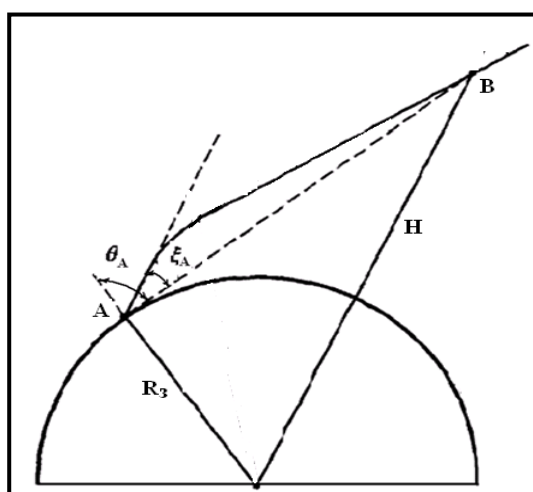


Рис.1. Схема распространения сигналов по ионосферной линии передачи спутниковой системы связи (А - земная станция, В - спутник).

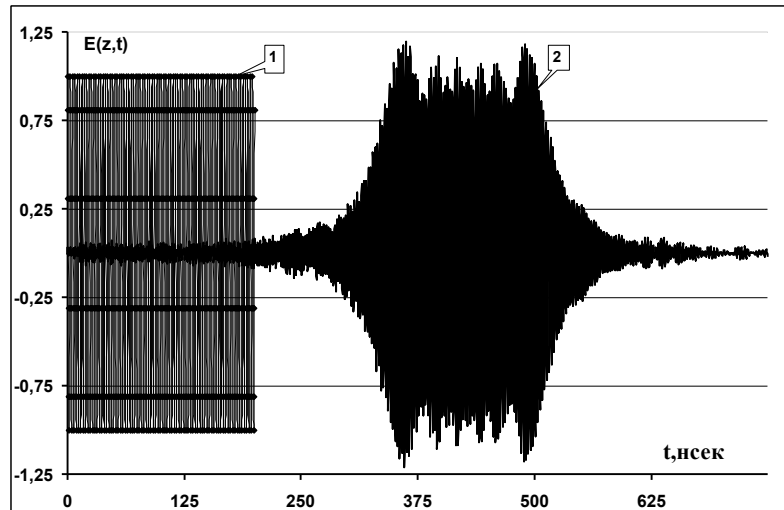


Рис.5. Кривая 1 - вид исходного радиоимпульса ($f_0 = 400$ МГц, $T = 200$ нсек); кривая 2 - вид радиоимпульса при распространении по ионосферной линии передачи ($f_{p,эф} = 6.5$ МГц, $z = 400$ км, угол направления линии прямой видимости $\theta_A = 60^\circ$).

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. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. М.: Высшая школа. 1975.
5. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. М.: Гос. Изд-во по вопросам связи и радио. 1960.
6. Яковлев О.И., Якубов В.П., Урядов В.П., Павельев А.Г. Распространение радиоволн. М.: ЛЕНАНД. 2009.
7. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Зудилин А.С. Искажения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи.// Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), jre.cplire.ru/jre/sep15/6/text.pdf. 2016. №2.
8. Dvorak S.L., Dudley D.G. Propagation of Ultrawideband Electromagnetic Pulses Through Dispersive Media. // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1995. V.37. N2. P.192-200.