

Модели искажений цифровых сигналов при распространении по ионосферным спутниковым радиолиниям

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 levnaz2018@mail.ru*

Приведены модели искажений сигналов при их распространении по ионосферным спутниковым радиолиниям, основанные на решении волнового уравнения для электрического поля для среды с неоднородной диэлектрической проницаемостью. Рассмотрено действие ионосферных радиолиний на цифровые сигналы с двухфазовой манипуляцией, активно используемые в приложениях. Путем компьютерного моделирования спутниковой ионосферной радиолинии P- частотного диапазона определены количественные оценки энергетических потерь при приеме искаженных цифровых сигналов с двухфазовой манипуляцией по отношению к распространению в свободном пространстве.

The results of analysis for signals propagating through the ionospheric satellite communication channels are presented. As a measure of distortion estimates concerning to the free space propagating the signal/noise degradation and the detection error-performances are used. The descriptions of signal distortions due to ionospheric influence are based on the time-domain solution for ionospheric channel as linear stationary filter. The signal/noise and error-performance degradations for two-phased shift keying signals and for P-frequency band channel are evaluated.

Ионосфера является дисперсионной средой распространения, которая обуславливает искажения цифровых сигналов при их распространении (фазо-частотные и амплитудно-частотные) [1-3]. Эти искажения приводят к возникновению межсимвольных интерференционных помех (МСИ) в дополнение к канальным шумам (аддитивные белые гауссовские шумы - АБГШ) и к энергетическим потерям при корреляционной обработке сигналов, составляющей основу процедур при приеме сигналов связи по отношению к распространению в свободном пространстве [4-6].

Актуальной является проблема создания математических моделей рассматриваемых искажений, исследования и количественного оценивания энергетических потерь с использованием данных моделей для цифровых сигналов с фазовой манипуляцией при их распространении по ионосферным радиолиниям [6-11].

Основу методов анализа влияния ионосферы на искажения цифровых сигналов составляет решение волнового уравнения при распространении по оси z плоской волны $E(z, f)$ с частотой f , нормально падающей на слой неоднородной среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z, f)$ [2,5]

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

Здесь c - скорость света в свободном пространстве.

Волновое уравнение (1) определяет рассматриваемую ниже частную модель распространения радиоволн в направлении магнитного поля Земли, которая учитывает лишь поворот плоскости поляризации радиоволн [1,2]. Альтернативной является

модель распространения радиоволн в направлении, перпендикулярном к направлению магнитного поля Земли, учитывающая двухлучевое распространение (возникновение обыкновенной и необыкновенной волн) и в добавление к рассматриваемым искажениям также и замирания сигналов (частотно-селективные и частотно-неселективные) [3]. Этой модели предполагается самостоятельное исследование.

Ряд аналитических решений уравнения (1) получен при использовании упрощений относительно $\varepsilon(z, f)$, полагая, в частности, среду распространения изотропной, а также сферически слоистой [2]. Важным направлением является определение приближенных решений волнового уравнения (1) при использовании данных упрощений, в частности, приближение геометрической оптики, достаточным условием применимости этого приближения является медленность изменения диэлектрических свойств среды на длине волны λ , т. е. $\frac{d\varepsilon(z, f)}{dz} \lambda \ll 1$ [2]. В этом случае приближение геометрической оптики к решению волнового уравнения имеет вид [2]

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

Здесь $n(z, f) = \sqrt{\varepsilon(z, f)}$ - коэффициент преломления среды.

Соотношение (2) справедливо для монохроматических волн. Для цифровых сигналов с центральной частотой f_0 , задаваемых в виде [5]

$$E(0, t) = \dot{A}(t) \exp(j2\pi f_0 t), \quad (3)$$

и представляющих спектр монохроматических волн, задача усложняется. В этом случае каждая спектральная компонента при распространении приобретает частное фазовое смещение и частное изменение амплитуды, что обуславливает результирующее искажение сигналов на входе приемного устройства.

В (3) обозначение $\dot{A}(t)$ соответствует комплексной огибающей сигналов, задаваемой сигнальным "созвездием" с длительностью T составляющих элементов с фазовой или квадратурно-амплитудной манипуляцией [4].

Для частот f , используемых в информационных спутниковых системах, диэлектрическая проницаемость ионосферы $\varepsilon(z, f)$ задается соотношением [2,3]

$$\varepsilon(z, f) = 1 - f_p^2(z) / f^2. \quad (4)$$

Здесь $f_p(z) = \sqrt{80.8 N_9(z)}$ - собственная частота ионосферы (кГц); $N_9(z)$ - электронная плотность ионосферы (эл/см³) на высоте z .

Данная модель диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z, f)$ (4) является вещественной, явления отражения, рассеяния и поглощения радиоволн полагаются малыми. Это обуславливает лишь фазо-частотные искажения при распространении сигналов [9].

Разработке и развитию моделей высотного профиля электронной плотности ионосферы $N_9(z)$ посвящен ряд работ [1-3,9]. Наиболее простая модель (однослойная модель Чэпмана) для $N_9(z)$ имеет вид [3]

$$N_3(z) = \sqrt{\gamma \exp[(\exp(b(z - z_{\text{макс,э}})) + bz)]}. \quad (5)$$

Здесь γ, b - параметры модели; $z_{\text{макс,э}}$ - высота над земной поверхностью, для которой достигается максимальное значение электронной плотности. Для дневного времени максимальное значение $N_3(z) = 10^6$ эл/см³ [3] (параметры модели $b = 0.01$, $\gamma = 5 \cdot 10^{13}$, $z_{\text{макс,э}} = 300$ км), соответствующее значение собственной частоты ионосферы для $z_{\text{макс,э}}$ равно $f_p = 9$ МГц.

Методы анализа искажений при распространении сигналов относятся к двум общим классам. В первый класс входят методы анализа искажений во временной области с использованием импульсной характеристики $h(z, \tau)$ ионосферной линии [9]. Во второй класс входят методы анализа искажений в частотной области с использованием аппарата спектрального преобразования Фурье для $h(z, \tau)$ [2,10].

Представление сигнала $E(z, t)$ с использованием импульсной характеристики $h(z, \tau)$ ионосферной линии задается соотношением свертки

$$E(z, t) = \int_0^{\infty} E(0, \tau) h(z, t - \tau) d\tau. \quad (6)$$

Методы анализа искажений из второго класса основаны на вычислении обратного преобразования Фурье [2]

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(f) \exp(j(\varphi(f, z) + 2\pi ft)) df. \quad (7)$$

Здесь $g(f)$ - спектр сигнала; $\varphi(f, z) = \int_0^z k(f, z) dz$ - фаза спектральной компоненты

для частоты f ; $k(f, z) = 2\pi f \sqrt{\varepsilon(z, f)} / c$ - волновое число.

Импульсная характеристика $h(z, \tau)$ в (6) для стационарной неоднородной ионосферы может быть представлена в виде аналитического выражения. Одно из таких выражений дано в [9]

$$h(z, \tau') = \delta(\tau') - u(\tau') \frac{2\pi f_{p,эф}(z, f) \sqrt{z}}{\sqrt{2c\tau'}} J_1 \left(4\pi f_{p,эф}(z, f) \sqrt{\frac{z\tau'}{2c}} \right). \quad (8)$$

Здесь $\delta(\tau)$ - дельта-функция; $\tau' = \tau - z/c$; $u(\tau)$ - функция единичного скачка;

$J_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(n\theta - x \sin \theta) d\theta$. Для неоднородной ионосферы ее эффективное значение

собственной частоты $f_{p,эф}$ для f_0 определяется как решение уравнения

$$\int_0^z \sqrt{f_0^2 - f_p^2(x, f)} dx = z \sqrt{f_0^2 - f_{p,эф}^2} \quad (9)$$

При вычислении (9) и фазы $\varphi(f, z)$ в (7) используется модель профиля $N_9(z)$ (5).

Для частотного диапазона спутниковых линий передачи выполняется условие $f_0 \gg f_p(z, f)$ и вычисление $f_{p,эф}$ можно производить с использованием

соотношения $f_{p,эф} = \sqrt{\frac{1}{z} \int_0^z f_p^2(x) dx}$. При этом эффективная собственная частота $f_{p,эф}$

практически не зависит от значений центральной частоты f_0 и функционально связана

с полным электронным содержанием $\alpha = \int_0^z N_9(x) dx = f_{p,эф}^2 z / 80.8$, этот параметр

является одной из основных характеристик ионосферы Земли [1,2,3,5].

В [8] дано также второе аналитическое выражение относительно $h(z, \tau)$

$$h(z, \tau) = \delta(\tau - z/c) - u(\tau - z/c) \frac{2\pi f_{p,эф} z J_1\left(2\pi f_{p,эф} \sqrt{\tau^2 - (z/c)^2}\right)}{c \sqrt{\tau^2 - (z/c)^2}} \quad (10)$$

Для линий спутниковых цифровых систем связи выполняется условие $T \ll z/c$, в этом случае в [8] доказана тождественность выражений (8) и (10).

Соотношения (8) и (10) соответствуют углу места $\theta = 90^0$ приемного устройства на борту космического аппарата. Для угла места $\theta \in (0, 90^0)$ в (10) используется наклонная дальность z_H : $(z + R_3)^2 = R_3^2 + z_H^2 + 2R_3 z_H \sin(\theta)$.

На рис.1 приведен вид второго слагаемого характеристики $h(z, \tau)$ (10) без учета дельта-функции и знака. Кривая вычислена для высоты $z = 400$ км, $f_{p,эф} = 3.5$ МГц, $\theta = 90^0$. Видно, что характеристика $h(z, \tau)$ обладает достаточно большой протяженностью, что определяет последствие искаженных составляющих элементов.

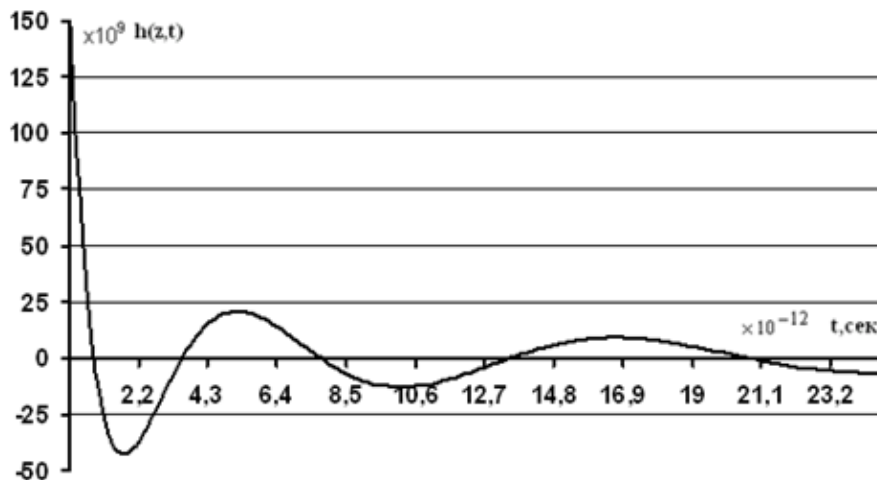


Рис.1. Вид импульсной характеристики $h(z, \tau)$ (высота $z = 400$ км, $f_{p,эф} = 3.5$ МГц).

На рис.2. приведен вид исходного элемента цифрового сигнала с фазовой манипуляцией с огибающей в виде меандра (кривая 1), центральная частота радиоимпульса равна $f_0 = 400$ МГц (Р- частотный диапазон), длительность $T = 50$ нс. Кривая 2 вычислена с использованием аналитического соотношения (10) и соответствует этому элементу при распространении в ионосфере, характеризуемой эффективным значением собственной частоты $f_{p,эф} = 3.5$ МГц, $z = 400$ км. Видно, что искаженный элемент имеет отмеченное последствие радиоимпульсов. Различие времени появления исходного импульса $E(0, t)$ для модели распространения в свободном пространстве и импульса $E(z, t)$ на выходе ионосферной линии обусловлено отличием групповой скорости $v_{гр} = c\sqrt{\varepsilon(z, f)}$ от скорости света $c > v_{гр}$.

Искажения составляющих элементов $E(z, t)$ обуславливают наличие энергетических потерь ΔE по отношению к распространению в свободном пространстве. Эти потери обусловлены изменением огибающей искаженных сигналов с вариацией их мощностей и возникновением помех МСИ [11,13]. Оценивание значений ΔE производится на основе сравнительного анализа вероятностей ошибочного приема информационных битов P_6 для сигналов без искажений и с искажениями. Для АБГШ правило оптимального приема основано на вычислении взаимной корреляции входной реализации с передаваемыми сигналами, вероятность P_6 для сигналов ФМ2 определяется аналитическим соотношением [4] $P_6 = 1 - F(\sqrt{2E_6 / N_0})$. Здесь E_6 - энергия сигналов на информационный бит; N_0 - спектральная плотность АБГШ

(односторонняя); $F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp(-t^2 / 2) dt$.

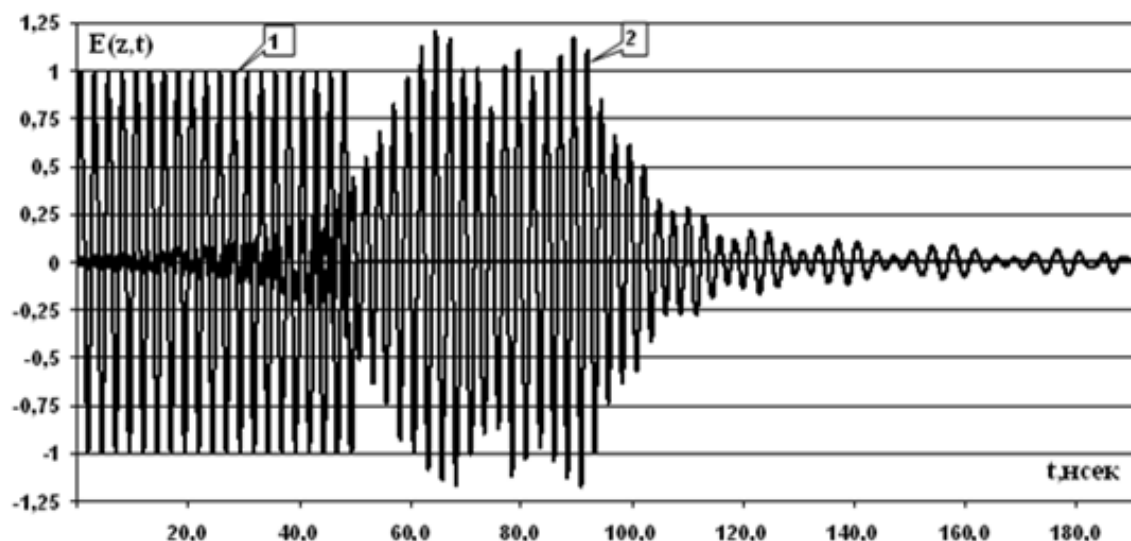


Рис.2. Вид элемента цифрового сигнала ФМ2: кривая 1 - исходный элемент ($f_0 = 400$ МГц, $T = 50$ нс); кривая 2 - вид элемента при распространении в ионосфере ($f_{p,эф} = 3.5$ МГц, $z = 400$ км).

Ниже приведены результаты оценивания значений ΔE при распространении сигналов ФМ2 по ионосферной линии с параметрами модели дневной ионосферы (5) - $z = 400$ км, $f_0 = 400$ МГц. Варьируемые параметры - длительность T , частотная полоса сигналов $\Delta F = 2/T$, отношение сигнал/помеха E_G/N_0 ; угол места θ .

На рис.3 приведены зависимости вероятностей ошибки P_G от E_G/N_0 для сигналов ФМ2, вычисленные путем компьютерного моделирования алгоритма приема на основе корреляционных соотношений. Кривая 1 на рис.3 вычислена с использованием приведенного аналитического соотношения и соответствует распространению в свободном пространстве - вероятность $P_G = 10^{-5}$ достигается при $E_G/N_0 = 9.5$ дБ. Кривые 2, 3, 4, 5 получены путем моделирования и соответствуют распространению по ионосферной линии. Кривые 2 и 3 соответствуют длительности $T = 100$ нс ($\Delta F = 20$ МГц) и углам места $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 10^\circ$. Кривые 4 и 5 соответствуют длительности $T = 50$ нс ($\Delta F = 40$ МГц) и углам места $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 10^\circ$. В сводной таблице приведены соответствующие оценки энергетических потерь ΔE для значения $P_G = 10^{-5}$. Видно уменьшение вероятности P_G до 0.000001 в зависимости от E_G/N_0 , что показывает малое влияние помех МСИ на вероятностные характеристики в этом случае относительно влияния за счет вариаций энергии элементов цифровых сигналов. Видно также, что с уменьшением длительности T наблюдается увеличение значений ΔE - при $\theta = 0$ имеем $\Delta E = 0.5$ дБ для $T = 100$ нс и $\Delta E = 1$ дБ для $T = 50$ нс; при $\theta = 10^\circ$ имеем $\Delta E = 1.5$ дБ для $T = 100$ нс и 2.5 дБ для $T = 50$ нс.

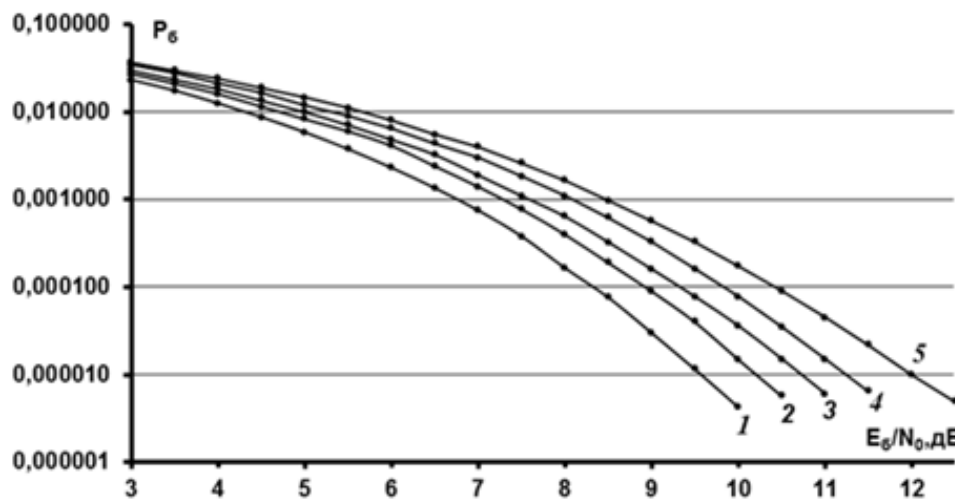


Рис.3. Вероятности ошибочного приема сигналов ФМ2 при распространении по ионосферной линии, $f_0 = 400$ МГц, $z = 400$ км: 1 - распространение в свободном пространстве; 2 - $\theta = 90^\circ$, $T = 100$ нс, $\Delta F = 20$ МГц; 3 - $\theta = 10^\circ$, $T = 100$ нс, $\Delta F = 20$ МГц; 4 - $\theta = 90^\circ$, $T = 50$ нс, $\Delta F = 40$ МГц; 5 - $\theta = 10^\circ$, $T = 50$ нс, $\Delta F = 40$ МГц.

В сводной таблице приведены соответствующие оценки энергетических потерь ΔE для значения $P_G = 10^{-5}$ - энергетические потери зависят от частотной полосы сигналов и от угла места и достигают 2.5 дБ, что необходимо учитывать при расчете энергетического бюджета спутниковых радиолиний.

Таблица. Оценки ΔE для $P_0 = 10^{-5}$ при распространении сигналов ФМ2 по ионосферной линии относительно распространения в свободном пространстве.

Параметры	$T = 100$ нс	$T = 50$ нс
$\theta = 90^0$, ΔE дБ	0.5	1.0
$\theta = 10^0$, ΔE дБ	1.5	2.5

Литература

1. Колосов М.А., Арманд Н.А., Яковлев О.И. Распространение радиоволн при космической связи. М.: Связь, 1969, 156 с.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967, 684 с.
3. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. М.: Гос. Издательство по вопросам связи и радио. 1960, 336 с.
4. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Перевод с англ. М.: Издательский дом "Вильямс", 2003, 1104 с.
5. Арманд Н.А. Распространение широкополосных сигналов в дисперсионных средах. Радиотехника и электроника, 2003, т.48, № 9, стр. 1045-1057.
6. Кутуза Б.Г., Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Комбинированный метод, который устраняет влияние ионосферы при обработке сигналов бортовых радиолокаторов Р-диапазона с синтезированной апертурой. Радиотехника и электроника, 2015, т.60, № 9, стр. 889-895.
7. Bilitza D., McKinnell L.A, Reinisch B., Fuller-Rowell T. The International Reference Ionosphere (IRI) today and in the future. Journal of Geodesy, 2011, V.85, p. 909-920.
8. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Вероятностные характеристики обнаружения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи. Радиотехника и электроника, 2017, т. 62, № 9, стр. 866-874.
9. Dvorak S.L, Dudley D.G. Propagation of Ultrawideband Electromagnetic Pulses Through Dispersive Media. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1995, v.37, №2, p. 192-200.
10. Назаров Л.Е., Батанов В.В., Зудилин А.С. Искажения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи. Журнал радиоэлектроники, 2016, №2. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/feb16/1/text.pdf>.
11. 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.