

А.А. Колчев, А.О. Щирый

Восстановление частотной зависимости комплексного коэффициента отражения по данным наклонного ЛЧМ-ионозонда

Марийский государственный университет, г. Йошкар-Ола

Поступила в редакцию 27.06.2006 г.

В приближении геометрической оптики на основе анализа распространения непрерывных линейно-частотных модулированных (ЛЧМ) сигналов в ионосферном КВ-канале предлагается методика обработки данных на выходе системы сжатия ЛЧМ-ионозонда, позволяющая восстанавливать частотную зависимость комплексного коэффициента отражения с точностью до начальной фазы в условиях многолучевого распространения. Применение рассматриваемого способа определения параметров отраженного сигнала позволит повысить информативность дистанционного ЛЧМ-зондирования атмосферы.

Введение

В последние годы для дистанционного зондирования ионосферы широко используют сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) [1–3]. В результате такого зондирования определяется зависимость времени группового запаздывания от частоты для каждой моды распространения. Выбор ЛЧМ-сигнала связан с высокой разрешающей способностью по времени запаздывания, помехозащищенностью, пониженной излучаемой мощностью радиотехнических систем ЛЧМ-зондирования.

Кроме того, для непрерывного ЛЧМ-сигнала существует линейная связь между частотой сигнала f и временем излучения t , поэтому характеристики сигнала на выходе приемника ЛЧМ-ионозонда для момента времени t связаны со значениями коэффициента отражения $H(f)$ на частоте f .

В работе [4] в рамках метода геометрической оптики была решена задача определения комплексных коэффициентов отражений отдельных лучей распространения коротковолнового радиосигнала на основе использования для зондирования непрерывного ЛЧМ-сигнала. Определение фазы коэффициента отражения для каждого луча этим способом осуществляется с точностью до линейного слагаемого, что не дает возможности определить полный коэффициент отражения всего многолучевого канала.

В данной статье представлена методика измерения частотной зависимости комплексных коэффициентов отражений для отдельных лучей с помощью непрерывных ЛЧМ-сигналов.

Методика определения коэффициента отражения для отдельных лучей

Передачик зондирующей аппаратуры излучает непрерывный ЛЧМ-сигнал $a_1(t)$, который можно представить в виде

$$a(t) = a_0 \exp[j(2\pi f_0 t + \pi \dot{f} t^2)] t \in \left[-\frac{T}{2}, \frac{T}{2}\right], \quad (1)$$

где f_0 — начальная частота излучения; $\dot{f} = \frac{df}{dt}$ — скорость изменения частоты; a_0 — амплитуда сигнала; T — длительность излучения.

Мгновенная круговая частота ω этого сигнала изменяется со временем линейно: $\omega = 2\pi f_0 + 2\pi \dot{f} t$.

Обработка принятого ЛЧМ-сигнала в приемнике методом сжатия в частотной области состоит в умножении его на сигнал гетеродина, комплексно-сопряженный излучаемому сигналу, и в анализе спектра полученного сигнала разностной частоты. Этим операциям соответствуют следующие математические соотношения [5]:

$$A(t) = a_{\text{вых}}(t) a^*(t);$$

$$S(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) e^{-j\Omega t} dt, \quad (2)$$

где $*$ — знак комплексного сопряжения; $A(t)$ — сигнал разностной частоты; $S(\Omega)$ — его спектр; $a_{\text{вых}}(t)$ — сигнал на выходе из ионосферы.

Чтобы найти спектр сигнала разностной частоты, используем подход, основанный на представлении среды распространения передаточной функцией. В рамках метода геометрической оптики коэффициенту отражения отдельного луча соответствует передаточная функция этого канала распространения $H(\omega, t)$ [6]:

$$H(\omega, t) = |H(\omega, t)| \exp[-j\varphi(\omega, t)] =$$

$$= \sum_{i=1}^m |H_i(\omega, t)| \exp[-j\varphi_i(\omega, t)], \quad (3)$$

где $|H_i(\omega, t)|$ – модуль передаточной функции отдельного луча; $\varphi_i(\omega, t)$ – набег фазы отдельного луча в ионосфере; m – число мод распространения.

Элемент зондирующего сигнала занимает некоторую полосу $\Delta f = \dot{f}T$ около частоты f_0 . Считая канал квазистационарным для небольших масштабов времени T , фазу передаточной функции отдельного луча, при отсутствии частотной дисперсии, можно разложить в ряд Тейлора по степеням $\Delta\omega = 2\pi(f - f_0)$ и $\Delta t = t - t_0$, ограничившись линейными слагаемыми, а $|H_i(\omega, t)|$ считать постоянным:

$$\varphi_i(\omega, t) \approx \varphi_{i0} + \varphi'_{i\omega}(\omega_0, t_0)\Delta\omega + \varphi'_{it}(\omega_0, t_0)\Delta t;$$

$$|H_i(\omega, t)| = |H_i(\omega_0, t_0)| = |H_{i0}| = \text{const}, \quad (4)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$; $\varphi_{i0} = \varphi_i(\omega_0, t_0)$.

Как известно, первая производная от фазы по частоте равна времени группового запаздывания сигнала [6]:

$$\varphi'_{i\omega}(\omega_0) = \tau_i(\omega_0). \quad (5)$$

Зависимость $\varphi(t)$ связана с доплеровским смещением частоты $F_{\dot{c}i}$:

$$\varphi'_{it}(t_0) = -\omega_{\dot{c}i} = -2\pi F_{\dot{c}i}. \quad (6)$$

Приближение (4) справедливо, когда выполняются неравенства:

$$\frac{\Delta\omega\Delta t\partial F_{\dot{c}i}}{\partial f} \ll 2\pi; \quad (7)$$

$$\pi \frac{\partial F_{\dot{c}i}}{\partial t} \Delta t^2 \ll 2\pi. \quad (8)$$

Доплеровский сдвиг частоты прямо пропорционален несущей частоте сигнала f_0 , поэтому условие (7) можно записать следующим образом: $F_{\dot{c}i}\Delta t \ll f_0/\Delta f$.

Например, при $\Delta t = 1$ с, $f_0 = 10$ МГц и $F_{\dot{c}i} = 1$ Гц неравенство (7) выполняется для $\Delta f \approx 1$ МГц, т.е. для полосы частот, превосходящей полосу частот используемых в КВ-связи сигналов.

Слагаемое, содержащее вторую производную по времени, описывает нестационарность однолучевого ионосферного канала. Для средних широт и невозмущенной ионосферы $\frac{\partial F_{\dot{c}i}}{\partial t} \sim 0,01$ Гц/с [5] и условие (8) выполняется при $\Delta t < 7$ с.

Отсутствие частотной дисперсии предполагает, что зондирующий сигнал занимает полосу частот Δf , которая меньше полосы когерентности канала (т.е. диапазона частот с центром в точке f_0 , на краях которого набег нелинейной составляющей фазы из-за частотной дисперсии по абсолютной величине равен 1 рад [7]).

Таким образом, приближение (4) выполняется в том случае, когда зондирующие сигналы имеют

полосу $\Delta f \leq 100$ кГц и длительность $T \leq 1$ с. При ионосферном распространении $\tau_{0i} \sim 10^{-3}-10^{-2}$ с и $T \gg \tau_{0i}$ [5]. В этом случае из (2) и (4) находим

$$A(t) = \sum_{i=1}^m A_i(t) = \frac{a_0^2}{2\pi} \sum_{i=1}^m |H_{0i}| \exp j(\pi \dot{f} \tau_{0i}^2) \times$$

$$\times \exp[-j(\varphi_i(\omega_0; t_0) - 2\pi F_{\dot{c}i}(t - t_0) + 2\pi \dot{f} \tau_{0i} t)]. \quad (9)$$

При $2\pi \dot{f} t = \Delta\omega$

$$A(t) = \frac{a_0^2}{2\pi} \sum_{i=1}^m |H_{0i}| \exp j(\pi \dot{f} \tau_{0i}^2) \times$$

$$\times \exp[-j(\varphi_i(\omega_0; t_0) - 2\pi F_{\dot{c}i} \Delta t + \tau_{0i} \Delta\omega(t))]. \quad (10)$$

Сравнивая (10) с (3) и (4), видим, что разностный сигнал i -моды с точностью до масштабного множителя $a_0^2/2\pi$ и постоянной фазы $\pi \dot{f} \tau_{0i}^2$ совпадает со значением передаточной функции этой моды. Зная параметры сигнала a_0 , \dot{f} и измеряя τ_{0i} , можно определить значение передаточной функции ионосферного радиоканала в полосе частот

$$\left[f_0 - \frac{\Delta f}{2}; f_0 + \frac{\Delta f}{2} \right].$$

Для определения времени группового запаздывания используем спектр разностного сигнала. Как видно из (10), разностный сигнал длительностью T представляет собой отрезок гармонического колебания. С учетом этого $S(\Omega)$ можно записать в следующем виде:

$$S(\Omega) = \sum_{i=1}^m S_i(\Omega) = \frac{a_0^2 T}{2\pi} \sum_{i=1}^m |H_{0i}| \exp[-j(\varphi_i(\omega_0; t_0) - \pi \dot{f} \tau_{0i}^2)] \times$$

$$\times \text{sinc} \left(\frac{\Omega - 2\pi F_{\dot{c}i} + 2\pi \dot{f} \tau_{0i} T}{2} \right), \quad (11)$$

где $\text{sinc}(x) = \sin x / x$.

Модуль $|S(\Omega)|$ имеет максимумы на частотах $\Omega_{0i} = 2\pi F_{\dot{c}i} - 2\pi \dot{f} \tau_{0i}$. Так как $\dot{f} \tau_{0i} \gg F_{\dot{c}i}$, то время группового запаздывания отдельных мод распространения определяется формулой $\tau_{0i} = |\Omega_{0i} / 2\pi \dot{f}|$.

В результате для передаточной функции многолучевого КВ-радиоканала с полосой частот $\left[f_0 - \frac{\Delta f}{2}; f_0 + \frac{\Delta f}{2} \right]$ запишем

$$H(\omega; t) = \sum_{i=1}^m H_i(2\pi f_0 + 2\pi \dot{f} t; t) =$$

$$= \frac{2\pi}{a_0^2} \sum_{i=1}^m A_i(t) \exp \left[-j \left(\frac{\Omega_{0i}^2}{4\pi \dot{f}} \right) \right]. \quad (12)$$

Методика определения частотной зависимости коэффициента отражения

Пусть в результате многолучевости в точку приема одновременно приходят несколько лучей с различной задержкой τ_{0i} . Каждому из них будет соответствовать своя разностная частота F (рис. 1, где F_1 — разностная частота нижнего луча моды $1F2$; F_2 — моды $2F2$; F_3 — верхнего луча моды $3F2$; f_n и f_k — начальная и конечная частота излучения; t_0 и t_k — начальное и конечное время излучения).

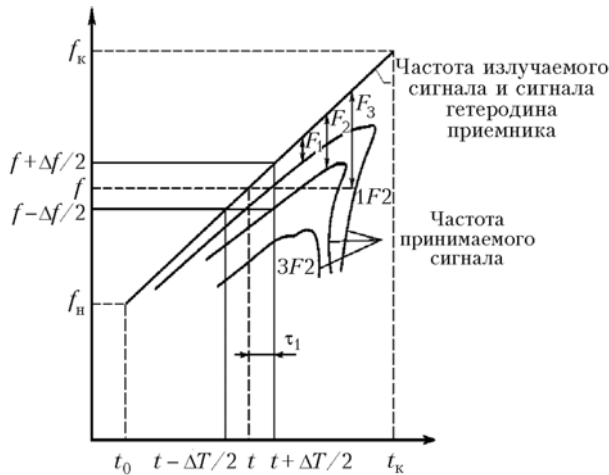


Рис. 1

При этом разрешающая способность по частоте δF задается соотношением $\delta F \approx 1/T$. Отсюда разрешающая способность по задержке $\delta \tau$ будет равна [5]:

$$\delta \tau \approx \delta F / \dot{f} \approx 1 / \Delta f. \quad (13)$$

Например, при частотном диапазоне элемента сигнала Δf , равном 100 кГц, потенциальная разрешающая способность метода составит 10 мкс.

Разделение принимаемых мод в разностном сигнале можно провести с помощью полосовых фильтров, согласованных с сигналами соответствующих мод (рис. 2). Разностный сигнал, проходящий через i -й частотный фильтр Φ_i ($1 \leq i \leq m$), умножается на комплексный множитель $\frac{2\pi}{a_0^2} \exp\left[-j\left(\frac{\Omega_{0i}^2}{4\pi\dot{f}}\right)\right]$.

Амплитуда и фаза сигнала на выходе сумматора $A_{\text{вых}}(t)$ в момент времени t будут соответствовать амплитуде и фазе коэффициента отражения на частоте $f = f_n + \dot{f}t$.

На рис. 3 изображена зависимость $|A_{\text{вых}}(t)|$ (серым цветом), полученная в результате имитационного моделирования прохождения ЛЧМ-сигнала (1) через радиоканал с передаточной функцией (4) при $\Delta t = 1$ с, $\dot{f} = 100$ кГц/с и его обработки в соответствии со схемой, приведенной на рис. 2. Пунктирной линией изображена зависимость $|H(t)|$.

На рис. 3,а отображены результаты моделирования для двухмодового канала распространения с параметрами

$$\dot{f}\tau_{01} - F_{\partial 1} = 404 \text{ Гц}, \quad \dot{f}\tau_{02} - F_{\partial 2} = 411 \text{ Гц},$$

$$|H_{01}| : |H_{02}| = 2 : 3,8.$$

На рис. 3,б и в показаны результаты моделирования для трехмодового и четырехмодового каналов с параметрами дополнительных мод

$$\dot{f}\tau_{03} - F_{\partial 3} = 407 \text{ Гц}, \quad |H_{01}| : |H_{02}| : |H_{03}| = 2 : 3,8 : 1,5$$

и

$$\dot{f}\tau_{04} - F_{\partial 4} = 417 \text{ Гц},$$

$$|H_{01}| : |H_{02}| : |H_{03}| : |H_{04}| = 2 : 3,8 : 1,5 : 1,1$$

соответственно.

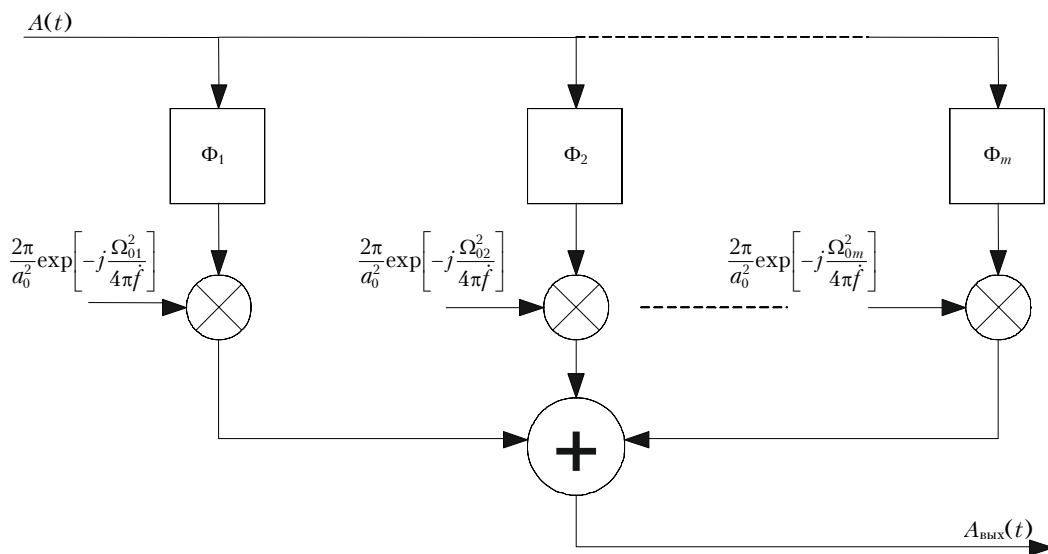


Рис. 2

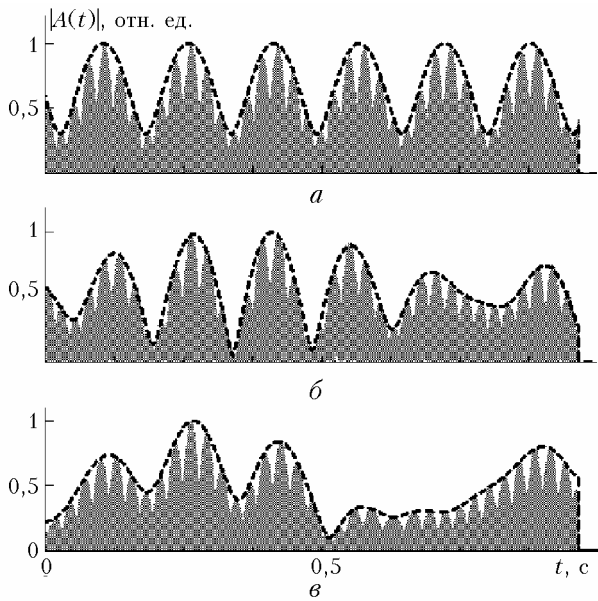


Рис. 3

Видно, что огибающая $A_{\text{вых}}(t)$ хорошо согласуется с $|H(t)|$. Это говорит о том, что правильно определяются не только амплитуды отдельных мод распространения, но и фазы.

Заключение

Представлена методика обработки данных зондирования ионосферы непрерывным ЛЧМ-сигналом, позволяющая определять не только частотную зависимость времени запаздывания, но и частотную зависимость комплексного коэффициента отражения для отдельных для лучей.

A.A. Kolchev, A.O. Shiry. Reconstruction of the frequency dependence of the complex reflection coefficient from data of the oblique FMCW ionosonde.

Based on the analysis of continuous LFM signals inside the ionosphere channel, in the geometric optics approximation, a method of processing data at the output of LFM-ionosonde compression, allowing reconstruction of the reflection frequency dependence at an accuracy to the initial phase in conditions of many-beam distribution. The application of the above method will allow one to increase the information capacity of the remote LFM sensing in the atmosphere.

Применение рассматриваемой методики позволит повысить достоверность и информативность дистанционного зондирования ионосферы ЛЧМ-сигналами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 07-01-00293.

1. Иванов В.А., Куркин В.И., Носов В.Е., Урядов В.П., Шумаев В.В. ЛЧМ-понозонд и его применение в ионосферных исследованиях // Изв. вузов. Радиофиз. 2003. Т. 46. № 11. С. 919–950.
2. Ильин Н.В., Орлов И.И. К теории зондирования ЛЧМ-сигналами // Оптика атмосф. и океана. Т. 10. 1997. № 12. С. 1517–1523.
3. Куркин В.И., Носов В.Е., Колчев А.А., Егшин А.Б., Батухтин В.И., Иванов В.А., Рябова Н.В., Шумаев В.В., Урядов В.П. Особенности распространения кругосветных сигналов на трассах российской сети ЛЧМ-понозондов в годы высокой и низкой солнечной активности // Изв. вузов. Радиофиз. 2000. Т. 43. № 10. С. 843–854.
4. Иванов В.А., Колчев А.А., Шумаев В.В. Определение передаточной функции широкополосного КВ-радиоканала для отдельных мод распространения // Проблемы дифракции и распространение волн: Межвед. сб. М.: МФТИ, 1995. С. 122–131.
5. Филипп Н.Д., Блаунштейн Н.Ш., Ерухимов Л.М., Иванов В.А., Урядов В.П. Современные методы исследования динамических процессов в ионосфере. Кишинев: Штиинца, 1991. 287 с.
6. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1960. 552 с.
7. Иванов В.А., Колчев А.А., Рябова Н.В., Шумаев В.В. Исследование искажений сигналов с расширенным спектром на выходе сквозного радиоканала с дисперсией // Проблемы дифракции и распространения волн: Межвед. сб. М.: МФТИ, 1994. С. 62–72.