

## Атмосферные искажения сверхширокополосных импульсов ультракороткой длительности

А. М. Стадник, Г. В. Ермаков

Харьковский военный университет  
Украина, 61043, Харьков, пл. Свободы, 6

Статья поступила в редакцию 29 ноября 1999 г.

Представлены результаты расчетов количественных характеристик искажений формы и энергетических потерь сверхширокополосных импульсных радиосигналов в атмосфере Земли. Используемые количественные характеристики основаны на специальном образом определенных временных моментах вплоть до четвертого порядка. Изучены зависимости искажений от расстояния до источника, начальной формы и длительности импульса.

Наведено результати розрахунків кількісних характеристик спотворень форми та енергетичних втрат надширокополосних імпульсних радіосигналів в атмосфері Землі. Кількісні характеристики, що використовуються, базуються на спеціальним чином визначених часових моментах до четвертого порядку включно. Вивчено залежності спотворень від відстані до джерела, початкової форми та тривалості імпульсу.

### Введение

Разработка перспективных сверхширокополосных (СШП) систем связи, локации и дистанционного зондирования [1] требует знания величины и характера искажений, вносимых в полезный сигнал в среде распространения. Трудности, связанные с подобного рода расчетами, обусловлены как сложностью явлений нестационарного взаимодействия распространяющегося сигнала со средой, так и необходимостью определения дисперсионных характеристик среды в чрезвычайно широком частотном диапазоне. Первую трудность можно частично обойти, ограничившись вначале простейшими моделями (например, распространением плоской СШП импульсной волны в однородной среде), чтобы лишь впоследствии, с развитием более совершенных аналитических и численных методов, рассмотреть эффекты, связанные с пространственной ограниченностью волнового фронта и неоднородностью среды. Наличие второй трудности вынуждает ограничиваться рассмотрением только тех природных сред, для которых к настоящему времени разработаны полуэмпирические инженерные модели комплексного показателя преломления  $n_c$  (практически невозможен его точный квантово-механический расчет в широком частотном диапазоне из-за необходимости учета многих спектральных линий). Для земной атмосферы имеется достаточно полная и точная модель  $n_c$  в диапазоне до 1000 ГГц, описание которой

можно найти в [2]. К настоящему времени авторам не известны подобного рода модели  $n_c$  для грунта, морской воды или земной ионосферы.

Количественные оценки влияния среды на распространение СШП сигналов, необходимые для синтеза оптимальных алгоритмов обработки информации в видеоимпульсных радарах [3,4], впервые были получены в [5] именно для простейшей модели (плоская импульсная волна в однородной дисперсионной диссипативной атмосфере Земли). Для подтверждения необходимости проведения таких (достаточно простых в идейном, но не вычислительном плане) исследований и в дальнейшем позволим себе привести достаточно пространную, но, на наш взгляд, не потерявшую актуальности цитату из обзора [6]: "...распространением импульсов постоянно интересуются в самых разных областях физики и техники, но полного аналитического решения этой проблемы дать не удастся, если не считать решением интегралы Фурье... вместе с рекомендацией рассчитывать их на цифровых вычислительных машинах. К сожалению, таких расчетов пока выполнено очень мало: даже в последние годы большинство авторов возлагает неоправданно большие надежды на аналитический аппарат, а если проводятся численные расчеты, то их результаты часто должным образом не осмысливаются".

Цель настоящей работы, являющейся логическим продолжением [5], состоит в изучении искажений СШП сигналов в однородной тро-

посфере Земли с использованием более общей модели начального импульса и на основе расчета временных моментов более высоких, чем в [5] (третьего и четвертого), порядков.

### 1. Исходные соотношения

Рассмотрим одну из компонент поля  $E(z, t)$  плоской импульсной волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$ . В однородной изотропной среде ее Фурье-спектр на расстоянии  $z$  от источника

$$E(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\omega t) E(z, t) \quad (1)$$

выражается через начальный спектр соотношением

$$E(z, \omega) = E(0, \omega) \exp\left[\frac{i\omega z}{c} n_c(\omega)\right], \quad (2)$$

где  $n_c(\omega)$  – комплексный показатель преломления, в котором принято выделять вещественную частотно-независимую  $n_0$  и частотно-зависимые вещественную  $n(\omega)$  и мнимую  $\kappa(\omega)$  части [2]:

$$n_c(\omega) = n_0 + n(\omega) + i\kappa(\omega). \quad (3)$$

Как и в предыдущей работе [5], для проведения численных расчетов будет использована разработанная в [2] модель  $n_c(\omega)$ , в которой частотно-независимая часть  $n_0$  задается стандартным выражением с добавкой, соответствующей вкладу вращательного спектра молекул водяного пара, а частотно-зависимая – образуется суммированием вкладов дискретных линий поглощения и континуума окон прозрачности сухого воздуха, водяного пара и гидрозолей [2]. Расчет искажений плоской СШП волны в диспергирующей среде с потерями при заданной модели  $n_c(\omega)$  сводится, таким образом, к численному обращению преобразования Фурье (1). Если искажения узкополосных сигналов можно и принято описывать в терминах амплитуды, времени запаздывания, сдвига фазы и смещения несущей частоты, то вопрос о количественных характеристиках искажений СШП сигналов далеко не очевиден и не однозначен. Существенная несинусоидальность СШП сигналов приводит к потере наглядности их представления с помощью понятий фазы и комплексной амплитуды (огибающей). Введение же новых понятий, например, секвенты (среднего числа пересечений нуля знакопеременной функцией) не всегда удобно и доста-

точно [7]. Рассматривая вещественные модели СШП радиосигналов с интегрируемой энергией как элементы пространства  $L^2$ , степень искажения таких сигналов можно определять как расстояние между начальным и искаженным сигналами в метрике этого пространства, сводя ее нахождение к вычислению их корреляционной функции. Недостатком такого подхода, на наш взгляд, является также явная недостаточность вводимой таким образом характеристики искажений СШП сигналов и отсутствие связи ее с любыми имеющими физический смысл параметрами.

Количественную оценку таких искажений в предыдущей работе авторов [5] предложено давать, используя значения временных моментов, определяемых посредством формул:

$$\overline{t^k}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dt t^k w(z, t), \quad k = 1, 2, \dots \quad (4)$$

где роль плотности вероятности играет функция

$$w(z, t) = \frac{E^2(z, t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt E^2(z, t)}$$

Первые два момента в (4) имеют прозрачную физическую трактовку. Так  $\overline{t}(z)$  описывает изменение с расстоянием  $z$  “центра тяжести” импульса, а выражаемая через  $\overline{t}(z)$  величина

$$v_{eff}(z) = \frac{z}{\overline{t}(z) - \overline{t}(0)}$$

соответственно, “эффективную” скорость распространения его основной части (так называемого “тела” импульса [6]). Величина  $\delta t(z) = \sqrt{\overline{t^2}(z) - \overline{t}(z)^2}$  представляет собой среднеквадратичную ширину (эффективную длительность) импульса, наблюдаемого на расстоянии  $z$  от источника. В терминах теории вероятностей черта сверху в (4) трактуется как операция усреднения с весом  $w(z, t)$ .

Результаты расчетов показывают, что первых двух моментов (или эквивалентных им величин  $v_{eff}(z)$  и  $\delta t(z)$ ) явно недостаточно для полной характеристики искажений формы СШП сигналов. Например, тот факт, что  $\delta t(z) = 1$  нс, дает объективную оценку временной протяженности импульса, однако определенные таким образом СШП импульсы наносекундной длительности в действительности

могут иметь существенно различающиеся как начальные временные формы, так и характер искажений, испытываемых при распространении.

Поэтому в данной работе будут рассчитаны также и величины, связанные с третьим и четвертым моментами (4), а именно (если пользоваться терминологией теории вероятностей) коэффициент асимметрии  $\gamma_3(z) = \mu_3(z) / \mu_2^{3/2}(z)$  и коэффициент эксцесса  $\gamma_4(z) = \mu_4(z) / \mu_2^2(z)$ , определяемые через центральные моменты  $\mu_k(z) = \overline{(t(z) - \overline{t(z)})^k}$ . Величины  $\gamma_3(z)$  и  $\gamma_4(z)$  предоставляют дополнительную информацию о форме  $E(z, t)$ , характеризую отличие плотности вероятности  $w(z, t)$  от гауссового вида. Правда, в нашем случае это отличие всегда будет значительным, поскольку в силу знакопеременности функции  $E(z, t)$  по аргументу  $t$  (напомним, что  $z$  играет роль параметра) плотность  $w(z, t)$  является неунимодальной.

Затухание СШП импульсов, как и ранее в [5], будем характеризовать объемной плотностью энергии импульса, нормированной на начальное (при  $z = 0$ ) значение  $e(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dt E^2(z, t) / \int_{-\infty}^{\infty} dt E^2(0, t)$ .

Функция  $e(z)$  описывает уменьшение с расстоянием энергии поля плоской импульсной волны, связанное лишь с поглощением в атмосфере. Для сферической волны и пространственно ограниченных волновых пучков будет иметь место дополнительное ослабление поля из-за геометрической расходимости.

## 2. Начальная форма СШП импульса

В данной работе будет рассматриваться обобщение использованной ранее в [5] модели излучаемого источником импульса вида:

$$E(t) = E(z=0, t) = E_0 (t/T)^n \times \times \left\{ M^{n+1} \exp[-(Mt/T)^m] - \exp[-(t/T)^m] \right\} H(t), \quad (5)$$

где  $H(t)$  – единичная функция Хевисайда:

$$H(t) = \begin{cases} 1, & t \geq 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases}$$

Для модели (5) по-прежнему выполняется равенство нулю спектра на нулевой частоте,

$$E(\omega=0) = \int_{-\infty}^{\infty} dt E(t) = 0, \text{ и сохраняются преимуще-}$$

ства, связанные с ее соответствием интуи-

тивно ожидаемому виду начального импульса и простотой аналитических расчетов. Напомним, что имеющий размерность параметр  $T$  и безразмерные величины  $M > 1, m > 1, n > 0$  влияют как на форму, так и на длительность СШП импульса. Ранее использованной для численных расчетов в [5] форме начального импульса соответствует частный случай функции (5) при  $m = 1$ .

Начальные значения моментов (4) для такой формы  $E(t)$  имеют вид:

$$\overline{t^k(0)} = \left( \frac{T}{2^{1/m} \sqrt{M}} \right)^k \times \frac{\Gamma\left(\frac{2n+k+1}{m}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{k-1}{2} \ln M\right) - \sin^m\left(\frac{2n+k+1}{2} \operatorname{arctg} \sqrt{M^m}\right)}{\Gamma\left(\frac{2n+1}{m}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{1}{2} \ln M\right) - \sin^m\left(\frac{2n+1}{2} \operatorname{arctg} \sqrt{M^m}\right)}, \quad (6)$$

где  $\Gamma(x)$  – гамма-функция. Явные выражения получаются также для моментов, связанных с коэффициентами низкочастотного разложения радиолокационных характеристик объектов [8]:

$$m_k = \int_{-\infty}^{\infty} dt t^k E(t) = E_0 T^{k+1} \frac{1}{m} \Gamma\left(\frac{n+k+1}{m}\right) (M^{-k} - 1), \quad (7)$$

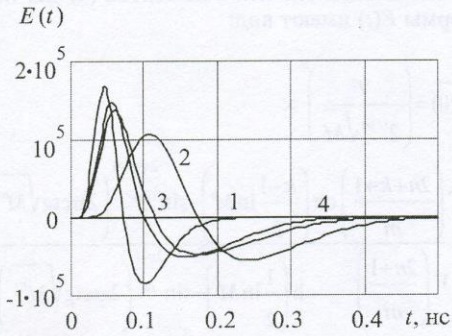
и момента времени  $t_0$ , разделяющего положительный и отрицательный полупериоды СШП импульса (5):

$$t_0 = T \left( \frac{n+1}{M^m - 1} \ln M \right)^{1/m}. \quad (8)$$

Разумеется, в частном случае  $m = 1$  формулы (6)-(8) сводятся к полученным ранее в работе [5]. Наличие еще одной степени свободы, связанной с параметром  $m$ , позволяет более широко и гибко варьировать форму начального импульса.

Дополнительное представление о характере изменения  $E(t)$  в зависимости от параметров  $M, n, m$  и  $T$  дает рис. 1, где для всех изображенных на нем функций  $E(t)$  выбрана одинаковая длительность импульсов,  $\delta t(0) = 0.1$  нс, и нормировка полной энергии,  $\int_{-\infty}^{\infty} dt E^2(t) = 1$ . Последнему из этих условий соответствует выбор амплитудного множителя в виде:

$$E_0 = \left\{ \Gamma\left(\frac{2n+1}{m}\right) \frac{TM^{1/2}}{n2^{\frac{2n-m+1}{m}}} \left[ \frac{M^{1/2} + M^{-1/2}}{2} - \left( \frac{M^{m/2} + M^{-m/2}}{2} \right)^{\frac{2n+1}{m}} \right]^{-1/2} \right\}$$



**Рис. 1.** Начальная форма СШП сигналов с  $\delta t(0) = 0.1$  нс. Значения параметров для импульсов:  
 1 –  $M = 2, n = 5, m = 1.2, T = 0.025$  нс;  
 2 –  $M = 2, n = 5, m = 1.4, T = 0.087$  нс;  
 3 –  $M = 3, n = 4, m = 1.2, T = 0.060$  нс;  
 4 –  $M = 3, n = 4, m = 1.4, T = 0.071$  нс

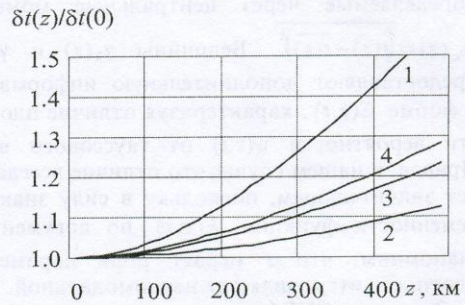
Вообще говоря, величина  $T$  задает характерный масштаб длительности СШП импульса, величина  $n$  характеризует закон степенного роста его амплитуды вблизи момента включения  $t = 0$ , а параметры  $M$  и  $m$  определяют скорость убывания поля импульса при  $t \rightarrow \infty$  (причем зависимость от  $m$  гораздо более существенная, чем от  $M$ ).

### 3. Результаты и обсуждение численных расчетов

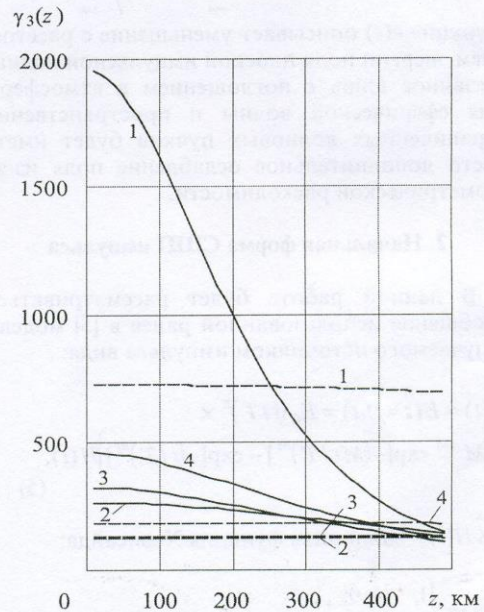
При проведении численных расчетов искажений СШП сигналов в тропосфере Земли задавались стандартные значения давления  $p = 1013.25$  мбар, температуры воздуха  $T = 298$  К и относительная влажность  $RH = 25\%$ . На рис. 2-5 представлены относительное уширение СШП импульса  $\delta t(z)/\delta t(0)$ , коэффициенты асимметрии  $\gamma_3(z)$  и эксцесса  $\gamma_4(z)$ , а также нормированная плотность энергии импульса  $e(z)$ , как функции расстояния от источника  $z$ . Они были рассчитаны с использованием процедуры быстрого преобразования Фурье.

Ключ к пониманию большинства полученных результатов дает рассмотрение представленных на рис. 6 энергетических спектров каж-

дой из четырех начальных форм СШП сигнала. Видно, что наиболее сдвинут в высокочастотную область спектр импульса 1 и, наоборот, в спектре импульса 2 преобладают (по сравнению с остальными) относительно низкочастотные компоненты. Спектры импульсов 3 и 4 занимают промежуточное (в смысле распределения по частотам) положение и достаточно близки друг к другу, что проявляется и в схожести временных форм этих импульсов.



**Рис. 2.** Среднеквадратичная ширина СШП сигнала как функция расстояния от источника. Обозначения и параметры для импульсов – те же, что и на рис. 1



**Рис. 3.** Коэффициент асимметрии на различных расстояниях от источника. Параметры импульсов с  $\delta t(0) = 0.1$  нс (сплошные линии) – те же, что и на рис. 1; параметры импульсов с  $\delta t(0) = 1$  нс (пунктирные линии): 1 –  $M = 2, n = 5, m = 1.2, T = 0.25$  нс; 2 –  $M = 2, n = 5, m = 1.4, T = 0.87$  нс; 3 –  $M = 3, n = 4, m = 1.2, T = 0.60$  нс; 4 –  $M = 3, n = 4, m = 1.4, T = 0.71$  нс

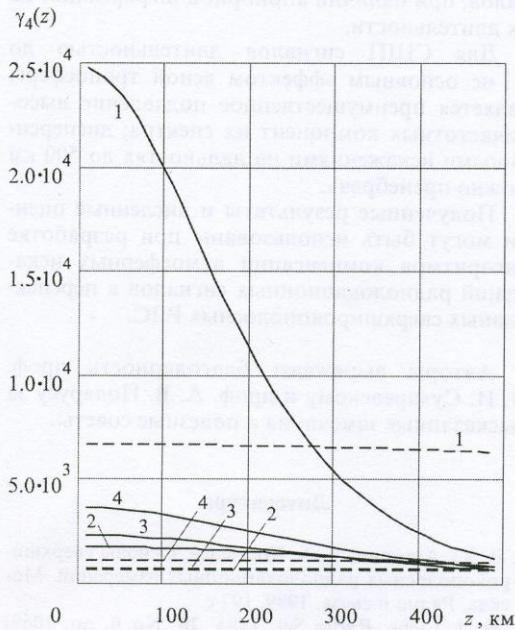


Рис. 4. Коэффициент эксцесса как функция расстояния от источника. Обозначения и параметры для импульсов – те же, что и на рис. 3

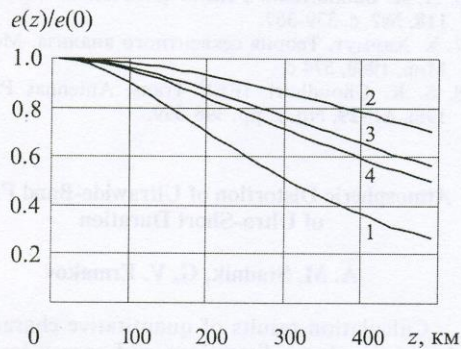


Рис. 5. Нормированная плотность энергии СШП импульса с эффективной длительностью  $\delta t(0) = 0.1$  нс на различных расстояниях от источника. Обозначения и параметры для импульсов – те же, что и на рис. 1

Учитывая то обстоятельство, что основная, за исключением высокочастотных хвостов, часть спектров всех четырех рассматриваемых импульсов лежит левее первой линии поглощения водяного пара на частоте 22.2 ГГц, то есть на участке, где затухание каждой спектральной компоненты СШП сигнала возрастает с частотой, можно качественно объяснить характер

кривых, представленных на рис. 2-5. При таком соотношении спектров сигнала и поглощения основным эффектом при распространении СШП сигнала в ясной (без гидрометеоров) тропосфере является преимущественное ослабление более высокочастотных компонент его спектра, что во временной области приводит к его уплощению и уширению. Естественно, что этот эффект более ярко выражен для того из рассматриваемых СШП сигналов, чей спектр наиболее сдвинут в сторону высоких частот. Эти соображения позволяют, исходя из данных о спектре на рис. 6, однозначно предсказать уширение импульсов (рис. 2) и их затухание (рис. 5) в зависимости от начальной формы.

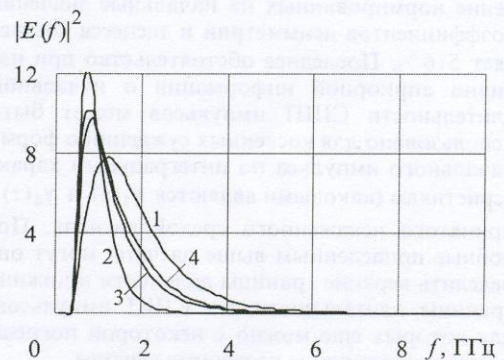


Рис. 6. Квадрат модуля спектра СШП сигналов с  $\delta t(0) = 0.1$  нс. Параметры для каждого импульса – те же, что и на рис. 1

Таким образом, несмотря на то, что для СШП сигналов теряют наглядность и смысл понятия комплексной огибающей (т. е. амплитуды и фазы), спектр (и даже его модуль, так как влияние фазовых сдвигов между гармониками предсказать довольно затруднительно) является хорошо определенной, имеющей физический смысл характеристикой. Поэтому для прогноза искажений СШП сигналов на качественном уровне представляется целесообразным использование наряду с временными также и частотных моментов, определяемых через квадрат модуля спектра, например, посредством выражения

$$\langle \omega^k(z) \rangle = \int_0^\infty d\omega \omega^k |E(z, \omega)|^2 / \int_0^\infty d\omega |E(z, \omega)|^2 .$$

Как уже отмечалось выше и видно из рис. 3 и рис. 4, эффективной длительности  $\delta t(0)$  недостаточно для описания степени и характера

искажений формы СШП сигналов. Так, СШП импульсы с одной и той же величиной  $\delta t(0)$  могут иметь различные величины  $\gamma_3(z)$  и  $\gamma_4(z)$ .

Из рис. 3, 4 видно также, что если для СШП импульсов с эффективной длительностью (среднеквадратичной шириной)  $\delta t(0)=0.1$  нс значения асимметрии  $\gamma_3(z)$  и эксцесса  $\gamma_4(z)$  изменяются довольно значительно (на один-два порядка), то для импульсов с  $\delta t(0)=1$  нс значения  $\gamma_3(z)$  и  $\gamma_4(z)$  на расстояниях до 500 км практически постоянны. Так, для импульсов с  $\delta t(0)=1$  нс и теми же параметрами  $M, n, m$  на дальности  $z = 500$  км при тех же значениях метеопараметров максимальное изменение нормированных на начальные значения коэффициентов асимметрии и эксцесса составляет 5-6%. Последнее обстоятельство при наличии априорной информации о начальной длительности СШП импульсов может быть использовано для косвенных суждений о форме начального импульса по интегральным характеристикам (каковыми являются  $\gamma_3(z)$  и  $\gamma_4(z)$ ) принятого искаженного средой сигнала. Подобные приведенным выше расчеты могут определить верхние границы дальности и нижние границы длительности тех СШП импульсов, для которых еще можно с некоторой погрешностью делать такие косвенные выводы.

#### Заключение

Представлены результаты численного моделирования атмосферных искажений сверхширокополосных электромагнитных импульсов. Обобщена ранее использовавшаяся авторами модель начальной формы СШП сигнала, что позволило при сохранении простоты аналитических расчетов более широко и гибко варьировать его начальную форму.

Показана необходимость использования специальным образом определенных временных моментов более высоких, чем второй, порядков для более полной количественной характеристики искажений. Отмечена возможность прогноза качественного поведения искажений временной формы СШП сигналов, исходя из спектрального состава изучаемых сиг-

налов, при наличии априорной информации об их длительности.

Для СШП сигналов длительностью до 0.1 нс основным эффектом ясной тропосферы является преимущественное подавление высокочастотных компонент их спектра; дисперсионными искажениями на дальностях до 500 км можно пренебречь.

Полученные результаты и численные оценки могут быть использованы при разработке алгоритмов компенсации атмосферных искажений радиолокационных сигналов в перспективных сверхширокополосных РЛС.

Авторы выражают благодарность проф. О. И. Сухаревскому и проф. А. В. Полярусу за высказанные замечания и полезные советы.

#### Литература

1. Л. Ю. Астанин, А. А. Костылев. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. Москва, Радио и связь, 1989, 192 с.
2. Н. J. Liebe. Radio Sci. 1985, **20**, No. 6, pp. 1069-1089.
3. A. Farina, F. A Stauder. Microwave Journal. 1991, **34**, No. 6, pp. 263-273.
4. А. П. Трифонов, М. Б. Беспалова. Радиотехника и электроника. 1997, **42**, №4, с. 451-456.
5. А. М. Стадник, Г. В. Ермаков. Радиотехника и электроника. 1995, **40**, №7, с. 1009-1016.
6. Л. А. Вайнштейн. Успехи физических наук. 1976, **118**, №2, с. 339-367.
7. Х. Хармут. Теория секвентного анализа. Москва, Мир, 1980, 574 с.
8. S. K. Choudhuri. IEEE Trans. Antennas Propag. 1981, **AP-29**, No. 2, pp. 398-399.

#### Atmospheric Distortion of Ultrawide-Band Pulses of Ultra-Short Duration

A. M. Stadnik, G. V. Ermakov

Calculation results of quantitative characteristics of the shape distortions and energy losses of ultrawide-band pulsed radio signals in the Earth's atmosphere are presented. Quantitative characteristics to be used are based on specially defined temporal moments up to the fourth order. Distortion dependences on the distance from the source, initial shape and pulse duration are studied.