

УДК 537.874 + 537.877 + 621.37

**ФОРМОНЕУСТОЙЧИВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
СУБНАНОСЕКУНДНЫХ СИГНАЛОВ
В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ**

М.С. Костин, к.т.н., доцент

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва 119454, Россия

@Автор для переписки, e-mail: mihailkos@mail.ru

Представлены результаты программно-численных исследований электродинамических характеристик субнаносекундных сигналов при их распространении в неоднородных средах: при отражении от идеально проводящей поверхности и распространении через диэлектрик. Показаны особенности формовременной и спектральной трансформации распределения напряженности электрической компоненты поля гауссовских сверхкоротких радиоимпульсов без несущего частотного заполнения при их распространении, отражении и поглощении. Предложен метод квазиоптимального обнаружения радиоимпульсов с учетом их формовременной и спектральной трансформации.

Анализ электродинамических процессов, влияющих на формонеустойчивое изменение сверхкоротких радиоимпульсов в неоднородных средах, демонстрирует следующие результаты. Изменение угла наклона плоской отражающей поверхности влияет на показатель эффективной площади рассеяния, а, следовательно, на перераспределение напряженности электрической компоненты поля отраженной волны. Установлено, что гауссовский радиоимпульс, в отличие от гауссиана, при прохождении через диэлектрик претерпевает незначительные формоизменения профиля электрического поля из-за отсутствия вносимого влияния диэлектрических потерь в области верхних частот на несмещенный спектр. Механизм спектровременной трансформации распределения напряженности электрической компоненты поля гауссовских радиоимпульсов позволяет судить об эффективной возможности применения субнаносекундных радиоимпульсов в задачах субнаносекундного радиовидения.

Ключевые слова: субнаносекундный радиоимпульс, гауссовская модель, формовременная трансформация электрического поля, электрическая напряженность, неоднородная среда, эффективная площадь рассеяния, проводящая поверхность, диэлектрик, квазиоптимальный обнаружитель.

FORM-UNSUSTAINABLE ELECTRODYNAMICS OF DISTRIBUTION OF ELECTRIC FIELDS OF SUBNANOSECOND SIGNALS IN INHOMOGENEOUS MEDIA

M.S. Kostin

Moscow Technological University (MIREA), Moscow 119454, Russia

@Corresponding author e-mail: mihailkos@mail.ru

The results of program-numerical studies of the features of the change in the electrodynamic characteristics of subnanosecond signals during their propagation in inhomogeneous media are presented: in reflection from an ideally conducting surface and propagation through a dielectric. The features of the form-time and spectral transformation of the electric field strength distribution of Gaussian ultrashort impulse signals without carrier frequency filling during their propagation, reflection and absorption are shown. A method of quasioptimal detection of such radio pulses is proposed taking into account their form-time and spectral transformation.

Analysis of electrodynamic processes affecting the form-stable change in ultrashort radio pulses in inhomogeneous media has shown results: a change in the angle of inclination of the reflecting surface affects the redistribution of the electric field strength of the reflected wave; It is established that the Gaussian radio pulse, in contrast to the Gaussian, undergoes a slight change in the electric field profile as it passes through the dielectric, due to the effect of dielectric losses in the high-frequency region. The mechanism of the spectroscopic transformation of the distribution of the electric field strength of Gaussian radio pulses makes it possible to judge the possibility of using subnanosecond pulses in radiovision problems.

Keywords: subnanosecond radio pulse, Gaussian model, current electric field transformation, electric tension, inhomogeneous medium, effective scattering area, conductive surface, dielectric, quasioptimal detection.

Известно, что форма профиля узкополосных сигналов при таких преобразованиях, как сложение, вычитание, дифференцирование и интегрирование, остается неизменной. Под формой профиля электромагнитной волны будем понимать закон изменения радиосигнала во времени, а под преобразованием – радиофизический процесс [1, 2].

Действительно, преобразованные узкополосные сигналы могут различаться только амплитудой и фазовым смещением во времени. Однако для сверхкороткоимпульсных (СКИ) сигналов, аппроксимируемых гауссовской моделью, при тех же преобразованиях характерно изменение не только перечисленных параметров, но и трансформация распределения напряженности электрической компоненты поля – формы радиоимпульса [2].

Рассмотрим механизм формоизменения гауссовского СКИ-сигнала без несущего частотного заполнения, поскольку для решения ряда задач субнаносекундной радиолокации и сверхширокополосной радиосвязи важно учитывать факторы, влияющие на формоизменение субнаносекундного радиоимпульса, например, при оценке импульсной характеристики облучаемой цели, а также в решении радиотехнических задач обнаружения или оптимальной фильтрации таких сигналов.

Предположим, что цифровым приемопередатчиком сформирован видеосигнал S , который токовым импульсом поступает в антенну. Первое изменение его профиля, $s_1 = ds(t)/dt$ – моноцикл Гаусса [3], происходит в момент излучения, поскольку

известно, что напряженность электрического поля, излучаемого антенной, изменяется пропорционально производной тока в антенне. Второе изменение профиля СКИ может происходить в том случае, когда пространственная протяженность импульса, определяемая произведением $c\tau_s$ (здесь τ_s – длительность радиоимпульса, c – скорость света в вакууме), меньше линейного размера излучателя. В этом случае импульсы электромагнитной волны будут излучаться, образуя серию s_2 из суммы СКИ, смещенных во времени на величину τ_k [2]:

$$s_2 = \sum_{k=1}^N ds(t + \tau_k) / dt. \quad (1)$$

Третье изменение профиля СКИ-сигнала происходит при его отражении S_3 от зондируемой поверхности, которая в общем случае может представлять собой структуру из отражающих элементов, образующих профильную геометрию конструкции длиной L . Если $c\tau_s \ll L$, импульс S_3 поочередно отражается от отдельных элементов поверхности, образуя импульсную последовательность, параметры которой (число импульсов, взаимная обратная задержка во времени τ_m , интенсивность) зависят от геометрической структуры поверхности и импульсных характеристик h_m ее элементов. При этом импульсная последовательность формируется за время $\Delta t = 2L/c$ и представляет собой распределение функции [2]:

$$s_3 = \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^N \int \frac{ds_1(t + \tau_k + \tau_m)}{dt} \cdot h_m(t - \tau_m - \tau_s) dt. \quad (2)$$

Отсюда эффективная площадь рассеяния (ЭПР) облучаемой поверхности становится динамической во времени и, как следствие, диаграмма рассеяния, сформированная облучаемой поверхностью – нестационарной. Отсутствие интерференции СКИ-сигналов, отраженных от элементов поверхности, исключает нули в диаграмме рассеяния, т.е. явление интерференции носит слабо выраженный характер. Элементы поверхности могут выполнять роль частотных фильтров, что приводит к дополнительному изменению формы профиля СКИ. Четвертое формоизменение СКИ происходит в момент его радиоприема по аналогии с излучением: импульсы тока, наведенного полем в разных частях антенны, будут сдвинуты во времени из-за разности хода сигнала. Пятое формоизменение СКИ возможно при его распространении через диэлектрические среды за счет затухания различных участков его спектра [2].

Из перечисленных особенностей формовременной динамики СКИ без несущего заполнения следует вывод о принципиально малой эффективности их согласованной фильтрации, поскольку априори предсказать формоизменение профиля СКИ – это затруднительная радиофизическая задача. Тем не менее, формоизменения, связанные с приемом и излучением, достаточно успешно поддаются расчету, в то время как другие электродинамические процессы, такие, как отражение, прохождение через диэлектрические препят-

ствия, в некотором смысле остаются мало изученными. Остановимся на рассмотрении этих процессов, чтобы проанализировать влияние угла наклона облучаемой поверхности и диэлектрических потерь на особенности формовременной и спектральной трансформации распределения напряженности электрической компоненты поля СКИ.

1. Исследование влияния угла наклона облучаемой поверхности на перераспределение напряженности электрической компоненты поля СКИ

Как показывают исследования, характер формоизменения отраженных от поверхности СКИ во многом будет зависеть не только от радиофизических свойств материала этой поверхности, но и во многом – от показателя эффективной площади ее рассеяния – ЭПР [2], которая в общем представлении имеет следующий вид:

$$\sigma_{\text{ЭПР}} = 4\pi r^2 \frac{E_{\text{отр}}^2}{E_{\text{пад}}^2}, \quad (3)$$

где r – расстояние до облучаемой поверхности, на которой падающая волна может считаться плоской;

$E_{\text{пад}}$ – напряженность электрического поля падающей волны;

$E_{\text{отр}}$ – напряженность электрического поля отраженной волны.

По существу, это выражение сравнивает плотность мощности отраженной волны с плотностью мощности волны, падающей на поверхность, и может быть представлено через пиковые значения полей:

$$\sigma_{\text{ЭПР}} = 4\pi r^2 \left| \frac{E_{\text{отр(макс)}}}{E_{\text{пад(макс)}}} \right|^2. \quad (4)$$

Исследуем влияние угла наклона θ_M и ЭПР металлической пластины площадью S_M со сторонами a_M и b_M на формовременную трансформацию распределения электрической компоненты поля СКИ (рис. 1). Для этого произведем численное моделирование СКИ-процесса во временной области [2, 4].

В качестве зондирующей антенны используем апертурную с раскрывом S_a и сторонами a_a и b_a , поскольку для нее известно решение поля в дальней зоне [2]. Предположим, что распределение поля и тока в раскрыве – равномерные; форма импульса, возбуждающего антенну, имеет вид гауссовского видеоимпульса

$$s^{(n)}(t) = G_0 \frac{d^n}{dt^n} \left(\exp \left(-\frac{t^2}{2\sigma_s^2} \right) \right), \quad (5)$$

где G_0 – амплитуда видеоимпульса, причем $\tau_s = k\sigma_s$ – длительность СКИ;

k – индекс отклонения, определяемый для относительного уровня оценки длительности и равный π при отсчете τ_s по уровню 0.5;

n – порядок производной сигнала.

Таким образом, выражение (5) носит название дифференциальной гауссовской модели.

Далее будем считать, что функция распределения поля равна $E_a(t) = s(t)$; причем $E_0 = G_0$; также будем полагать, что падающая на поверхность волна отражается без потерь; относительно линии визирования пластина повернута в горизонтальной плоскости на угол θ_M .

Как известно, в дальней зоне (при $z \gg b_a, a_a$) распределение электрического поля апертурной антенны имеет следующее решение [2]:

$$E(t) = \frac{1 + \cos \theta_a}{4\pi cz} \int_{-\frac{a_a}{2}}^{\frac{a_a}{2}} \int_{-\frac{b_a}{2}}^{\frac{b_a}{2}} \frac{dE_a \left(t - \frac{z'}{c} \right)}{dt} dx dy, \quad (6)$$

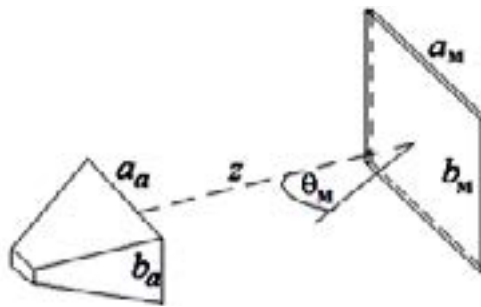


Рис. 1. Схема расположения плоской отрагательной поверхности пластины относительно раскрыва антенны.

где z – расстояние от раскрыва антенны до зондируемой поверхности;

$$z' = z - \sin \theta_a (x \cos \varphi_a + y \sin \varphi_a);$$

θ_a, φ_a – углы поворота апертуры в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Полагая, что $\theta_a, \varphi_a = 0$, подставим в подынтегральное выражение (6) видеоимпульс (5). Тогда функция распределения напряженности поля падающей на поверхность волны

$$E_{\text{пад}}(t) = \frac{t \cdot S_a E_a}{\pi z c \sigma_s^2} \exp \left(-\frac{t^2}{\sigma_s^2} \right) \quad (7)$$

описывает модель производной гауссовского импульса первого порядка $s^{(1)}(t)$ – моноцикл Гаусса. Моменты времени, соответствующие модулю пикового значения поля, описываются производной функции (7) и равны $t = \pm \frac{\sigma_s}{\sqrt{2}}$. Отсюда модуль пикового значения поля равен

$$|E_{\text{пад(макс)}}| = \frac{S_a E_0}{\pi z c \sigma_s \sqrt{2e}}. \quad (8)$$

Распределение поля на пластине описывается формой падающей на ее поверхность волны. При повороте пластины на угол θ_M переизлученное поле в дальней зоне по аналогии с (6) имеет вид:

$$E(t) = \frac{1 + \cos \theta_M}{4\pi cz} \int_{-\frac{a_M}{2}}^{\frac{a_M}{2}} \int_{-\frac{b_M}{2}}^{\frac{b_M}{2}} \frac{dE_{\text{пад}}\left(t - \frac{z'}{c}\right)}{dt} dx dy, \quad (9)$$

где $z' = z - \sin \theta_M (x \cos \varphi_M + y \sin \varphi_M)$ – расстояние от поверхности до раскрыва антенны. Считая $\varphi_M = 0$, проинтегрируем выражение (9) по переменной y , тогда

$$E_{\text{отр}}(t) = \frac{(1 + \cos \theta_M) b_M}{4\pi cz} \int_{-\frac{a_M}{2}}^{\frac{a_M}{2}} \frac{dE_{\text{пад}}\left(t - \frac{x \sin(\theta_M)}{c}\right)}{dt} dx. \quad (10)$$

Подставив (7) в (10), получим выражение, описывающее распределение напряженности поля отраженной волны (рис. 2):

$$E_{\text{отр}}(t) = \frac{(1 + \cos \theta_M) b_M E_0 S_a}{8(\pi z c \sigma_s)^2 \sin \theta_M} \left[A \exp\left(-\frac{A^2}{2c\sigma_s^2}\right) + A' \exp\left(-\frac{A'^2}{2c\sigma_s^2}\right) \right], \quad (11)$$

где $A = a_M \sin \theta_M - 2tc$; $A' = a_M \sin \theta_M + 2tc$.

По аналогии с (11) можно получить выражение для связи распределения поля при наклоне поверхности и в вертикальном направлении, найдя полное решение для поля из интегрального выражения (9).

Проанализируем полученное выражение для $E_{\text{отр}}(t)$. На рис. 2 приведены графики распределения напряженности электрического поля отраженной волны в зависимости от угла наклона поверхности θ_M при $a_M = b_M = 20$ см (из условия программно-численного эксперимента) [1, 2].

При $\theta_M \rightarrow 0$, функция (11) описывает модель СКИ второго порядка $s^{(2)}(t)$ (рис. 2, а):

$$E_{\text{отр}}(t) = \frac{E_0 S_a S}{2(\pi z c \sigma_s^2)^2} \left[(2t^2 - \sigma_s^2) \exp\left(-\frac{t^2}{\sigma_s^2}\right) \right], \quad (12)$$

а модуль максимума распределения функции поля (12) равен:

$$|E_{\text{отр(макс)}}| = \frac{E_{0M} S a^2 S}{2(\pi z c \tau_s)^2}. \quad (13)$$

Таким образом, увеличение угла наклона зондируемой поверхности (рис. 2, б–г) влияет на формоизменение СКИ, выраженное перераспределением напряженности поля радиоимпульса, что в данном случае, при $\theta_M \geq 20^\circ$, ведет к образованию импульсной последовательности. Отсюда, в случае опрокидывающих пластины моментов, ЭПР будет носить динамический характер и, согласно (11), экспоненциально убывать с увеличением угла θ_M .

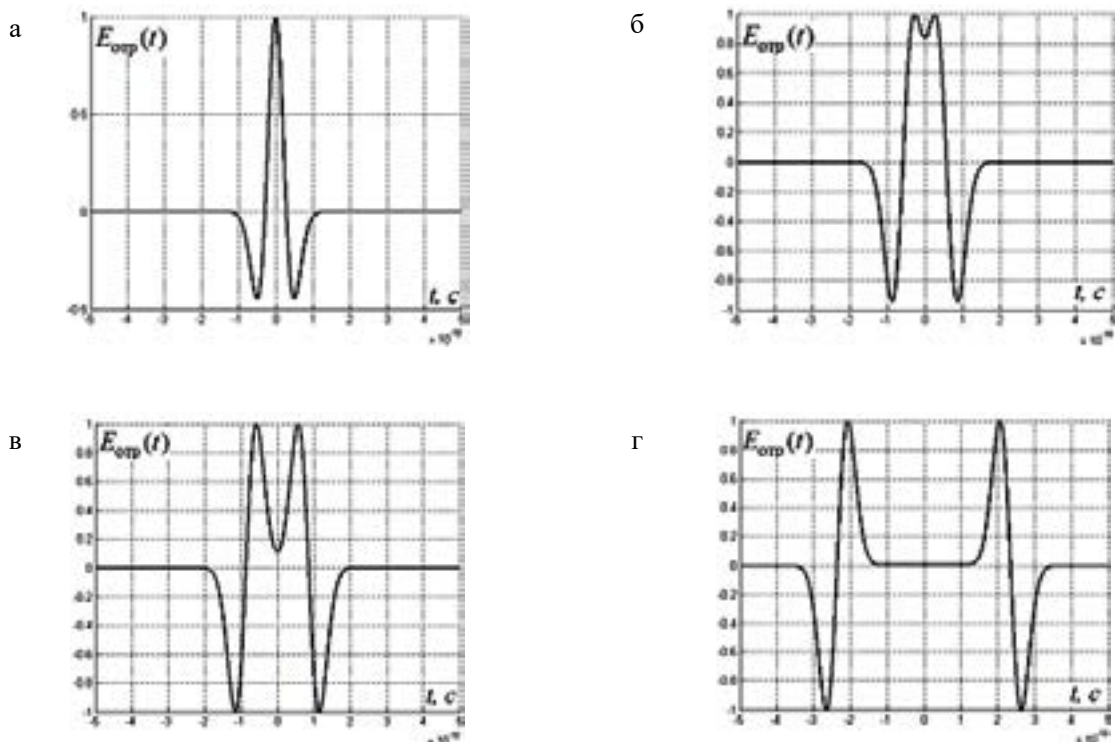


Рис. 2. Нормированные эпюры функции $E_{\text{отр}}(t)$ для СКИ длительностью 200 пс, $a_M = 20$ см при: а) $\theta_M = 0^\circ$; б) $\theta_M = 10^\circ$; в) $\theta_M = 15^\circ$; г) $\theta_M = 45^\circ$.

Учитывая формоизменение СКИ в момент приема при его прохождении через антенну, на входе приемного устройства для эпюр $E_{\text{отр}}(t)$ (рис. 2), соответственно, будем иметь радиоимпульсы третьего порядка $s^{(3)}(t)$ (рис. 3).

Подставляя в выражение (4) формулы (8) и (13) – максимальные значения электрических полей, получим выражение для ЭПР исследуемой пластины, расположенной перпендикулярно к линии визирования:

$$\sigma_{\text{ЭПР(СКИ)}} = \frac{2eS_M^2}{\pi(c\tau_s)^2}. \quad (14)$$

При этом выражение для ЭПР пластины, облучаемой узкополосным гармоническим сигналом с длиной волны λ , имеет вид [2]:

$$\sigma_{\text{ЭПР(УС)}} = \frac{4\pi S_M^2}{\lambda^2}. \quad (15)$$

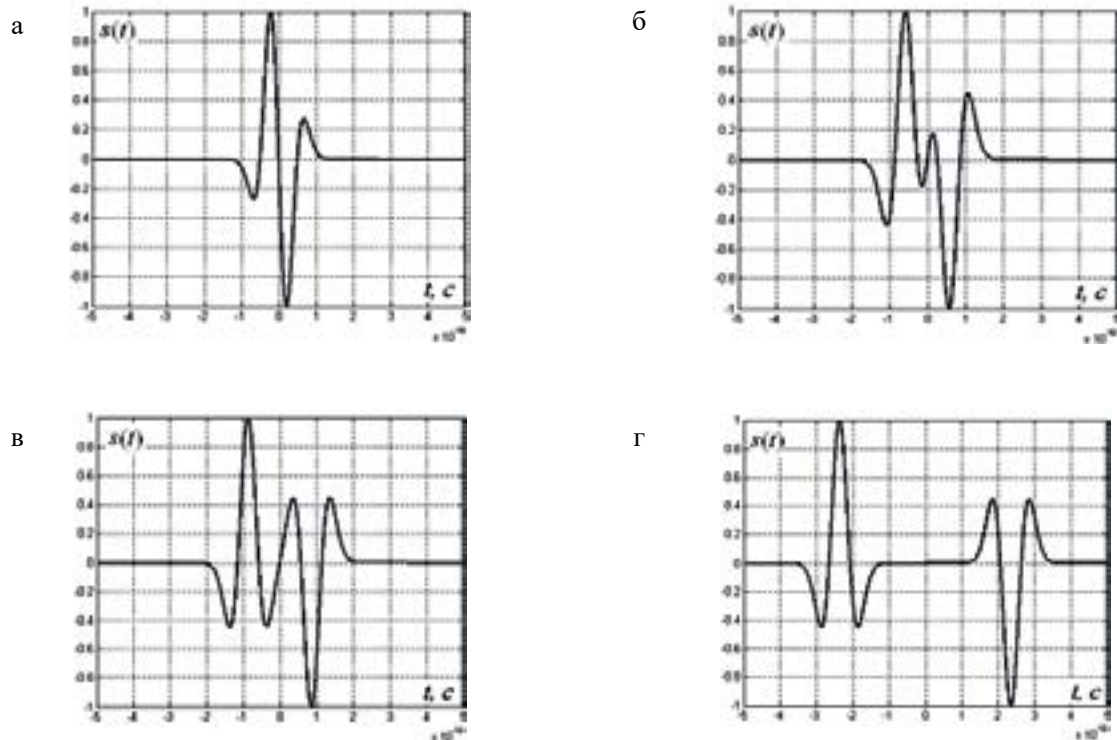


Рис. 3. Нормированные эпюры СКИ на входе приемника:

а) $\theta_M = 0^\circ$; б) $\theta_M = 10^\circ$; в) $\theta_M = 15^\circ$; г) $\theta_M = 45^\circ$.

Если сравнить выражения (14) и (15), то можно увидеть аналогию между длиной волны λ и пространственной длиной импульса $c\tau_s$ СКИ. Так, в случае равенства $c\tau_s = \lambda$, ЭПР пластины, облучаемой сверхкоротким радиоимпульсом, в 1.3 раза выше, чем в случае с гармоническим сигналом. Действительно, приравняв выражение (14) и (15), получаем соотношение между СКИ и гармоническим сигналом $c\tau_s = 1,3\lambda$.

Следовательно, изменение угла наклона θ_M плоской отражающей поверхности влияет на ЭПР, а, следовательно, и на перераспределение напряженности электрического поля отраженной волны субнаносекундного колебания.

2. Исследование влияния диэлектрических потерь на перераспределение напряженности электрической компоненты поля СКИ

Будем полагать, что облучающее диэлектрическое препятствие электромагнитное поле имеет вид плоской волны, нормально падающей на полупространство препятствия с диэлектрической проницаемостью ϵ_r и толщиной d (рис. 4). Как известно [2, 4], коэффициент прохождения t в этом случае выражается через соответствующие импедансы и волновые числа:

$$t = \frac{E_{\text{пр}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} = \frac{2k_0}{k_0 + k_1}, \quad \text{где } Z_1 = \frac{E_{\text{пад}}}{H_{\text{пад}}}; \quad Z_2 = \frac{E_{\text{пр}}}{H_{\text{пр}}} \quad (16)$$

где $k_0 = 2\pi / \lambda = 2\pi f / c$, $k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_r}$ – волновые числа в свободном пространстве и диэлектрической среде, соответственно.

При этом коэффициент отражения r от зондируемой поверхности диэлектрика равен [2, 4]:

$$r = \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{k_0 - k_1}{k_0 + k_1}. \quad (17)$$

Для каждой гармоники в спектре СКИ коэффициенты прохождения будут иметь свои значения.

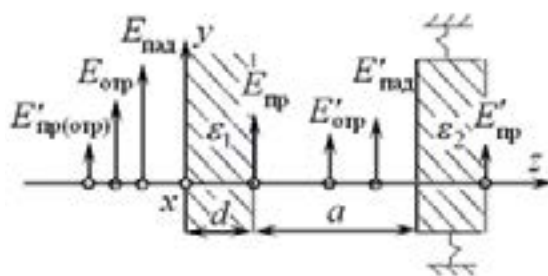


Рис. 4. Характер прохождения СКИ через диэлектрик толщиной d (магнитные составляющие поля не показаны). $E'_{\text{пр(отр)}}$ – напряженность электрического поля волны, отраженной от зондируемой поверхности и прошедшей через диэлектрическое препятствие в обратном направлении.

Из граничных условий для схемы, приведенной на рис. 4, в общем случае известно решение результирующего коэффициента отражения [2]:

$$R(f) = \frac{E'_{\text{пр(отр)}}}{E_{\text{пад}}} = K^{-1} \left\{ (r_2 + r_3 e^{j2k_0 a}) e^{j2k_1 d} + r_1 (1 + r_2 r_3 e^{j2k_0 a}) \right\}, \quad (18)$$

где $K = 1 + r_2 r_3 e^{j2k_0 a} + r_1 (r_2 + r_3 e^{j2k_0 a}) e^{j2k_1 d}$;

d – толщина диэлектрического препятствия;

a – расстояние между препятствием и колебательной поверхностью;

r_i – коэффициенты отражения.

Заметим, что при подповерхностном облучении через диэлектрик идеально проводящей металлической поверхности $r_3 = 1$.

Исследуем влияние экранирующего диэлектрического слоя ε_1 на формоизменение профиля прошедшего СКИ. Для этого удобно выразить коэффициент прохождения через стационарную передаточную функцию и рассматривать его в спектральной области как частотно зависимый коэффициент передачи, который можно аппроксимировать функцией вида [2]:

$$K_t(d, \omega) = \exp(-\alpha \omega d), \quad (19)$$

где α – табличный коэффициент затухания в диэлектрике.

Амплитудный спектр прошедшего СКИ $S_{\text{пр}}(\omega)$ определяется как результат прохождения зондирующего сигнала со спектром $S_{\text{пад}}(\omega)$ через диэлектрик:

$$S_{\text{пр}}(\omega) = K(d, \omega) S_{\text{пад}}(\omega). \quad (20)$$

В случае подповерхностного облучения металлизированной поверхности через диэлектрик амплитудный спектр обратного прохождения $S'_{\text{пр}}(\omega) = K^2(d, \omega) S_{\text{пад}}(\omega)$. Отсюда можно заключить, что, как и для отражения СКИ-сигнала от проводящей пластины, прохождение субнаносекундного радиоимпульса через однородные диэлектрические среды приводит к перераспределению напряженности электрического поля. Это объясняется тем, что спектр зондирующих импульсов расположен в высокочастотной области, в которой имеет место сильное поглощение спектральных составляющих высших гармоник, и коэффициент прохождения для них мал. Вследствие квадратичной зависимости затухания волны в прямом и обратном прохождении при значительной толщине диэлектрика и величине диэлектрических потерь формоизменения СКИ становятся значительными [2].

На рис. 5 приведены результаты моделирования, отражающие качественный характер влияния спектропоглощения диэлектриком ($\epsilon_r = 10$, $\alpha = 10$ дБ/(м · МГц), $d = 100$ см) на формоизменение временных характеристик для двух аналитических моделей СКИ:

- с несущим частотным заполнением на частоте f_H (гауссиана) [2]:

$$s_1(t) = A_1 \exp(-\pi t^2 / \sigma_s^2) \cos(2\pi f t) \quad (21)$$

- без несущего частотного заполнения:

$$s_2(t) = A_2 t \exp(-t^2 / \sigma_s^2). \quad (22)$$

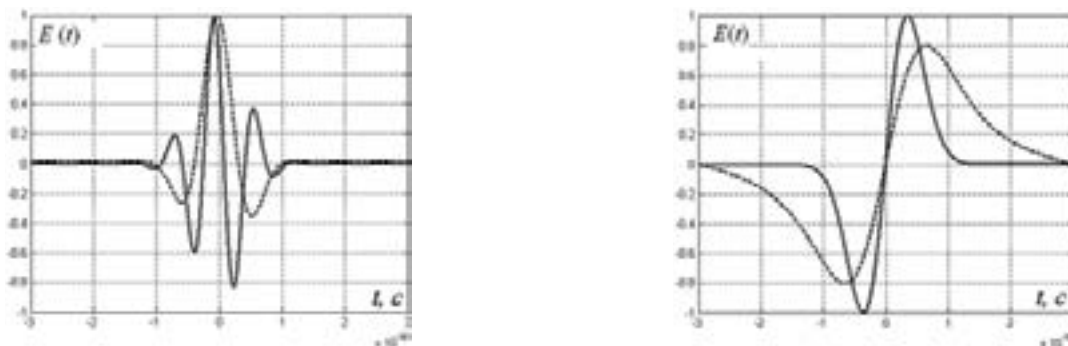


Рис. 5. Нормированные эпюры распределения напряженности электрического поля СКИ падающего (сплошная кривая) и прошедшего через диэлектрик (пунктирная кривая): слева – модель СКИ вида (21); справа – модель СКИ вида (22).

По результатам численного моделирования, проведенного на базе программной модели, реализующей принцип высокоскоростной атактовой оцифровки СКИ, из рис. 5 следует, что гауссовский СКИ без несущего частотного заполнения, в отличие от гауссиана с частотным заполнением, претерпевает незначительные изменения профиля поля при прохождении через диэлектрическое препятствие. Это обусловлено тем, что спектр используемой в работе модели СКИ расположен вблизи нулевого отсчета оси частот, в то время как спектры вещественных моделей типа гауссиан сдвинуты в верхнюю область на несущую частоту f_H . Поскольку влияние диэлектрических потерь существенно в области верхних частот, боковые лепестки СКИ без несущего заполнения становятся более пологими.

3. Квазиоптимальное обнаружение субнаносекундных радиоимпульсов без несущего частотного заполнения

Из результатов программно-численных исследований особенностей изменения электродинамических характеристик субнаносекундных сигналов при их распространении в неоднородных средах – при отражении от идеально проводящей поверхности и распространении через диэлектрик, актуальной становится задача построения алгоритма квазиоптимального обнаружения таких сигналов. В реальных условиях радиоприема СКИ смешивается с шумами, в том числе собственными шумами устройств предварительного усиления, и помехами, вызванными многолучевым рассеянием от подстилающей поверхности и объектов среды. Отсюда система приема должна наилучшим образом производить пространственно-временную и частотную селекцию сигнала от зондируемой поверхности из смеси СКИ, шумов и активных помех. Таким образом, воспроизводимость СКИ напрямую зависит от алгоритма обнаружения, эффективность которого определяется из выбранного статистического критерия правдоподобия.

Важной частью априорной информации обнаружения, необходимой для его идентификации, являются сведения о форме сигнала. Именно это позволяет использовать для обработки узкополосных сигналов принципы согласованной фильтрации. Однако гауссовские СКИ без несущего частотного заполнения способны претерпевать неоднократное формоизменение профиля, как минимум, трехкратно. С учетом таких явлений, как дисперсия, многолучевое рассеяние, динамический эффект ЭПР и добавление помех, в приемную систему приходит также СКИ-сигнал, форма которого может существенно отличаться от формы излученного СКИ. Однако в этом изменении формы сигнала для решения задач радиовидения фактически содержатся специфические свойства отражающей поверхности, обуславливающие ее импульсную характеристику.

Отсутствие априорной информации о форме отраженного радиоимпульса не позволяет применить к нему классическую оптимальную обработку с помощью согласованной фильтрации. Кроме того, при согласованной фильтрации форма СКИ-сигнала преобразуется в форму своей автокорреляционной функции, что соответствует почти в два раза худшей разрешающей способности [2].

Для СКИ-сигналов с формонеустойчивой динамикой перераспределения напряженности электрической компоненты поля известны квазиоптимальные методы обработки: квадратичного суммирования импульсов во всех элементах разрешения строба

наблюдения и сравнения полученной суммы с порогом путем использования энергетического обнаружителя; последовательного сравнения с порогом в каждом элементе разрешения и объединения решений по схеме логического сложения с помощью дискретного обнаружителя; осуществления отбора заданного числа максимальных амплитуд сигнала в стробе наблюдения с последующим их суммированием с помощью рангового обнаружителя и другие численные алгоритмы [4–6]. Однако методы с использованием перечисленных обнаружителей дают большие потери в сравнении с оптимальной обработкой [7].

Решение статистической задачи механизма нахождения периодического радиоимпульсного сигнала неизвестной формы предполагает, что период следования отраженных радиоимпульсов T известен. Используя эти априорные сведения, синтезируем оптимальный алгоритм обнаружения СКИ неизвестной формы. Примем следующие условия: длительность СКИ τ_s – известная величина; на входе приемника действует аддитивная смесь отраженного СКИ-сигнала $s(t)$ с шумом $n(t)$: $u(t) = s(t) + n(t)$; шум – стационарный гауссовский процесс.

Рассмотрим статистическую задачу обнаружения для случая k -ой последовательности квазиподобных СКИ неизвестной формы длительностью τ_s , периодом повторения T и энергией каждого импульса E_s на фоне стационарного белого шума. Представим последовательность отраженных от цели импульсов в виде

$$s_{\Sigma}(t) = \sum_{n=0}^{k-1} s(t - nT). \quad (23)$$

Пусть длительность всей последовательности

$$T_{\Sigma} = (k - 1)T + \tau_s. \quad (24)$$

Логарифм отношения функций правдоподобия для сигнала $u(t)$ имеет вид [2]:

$$\ln \Lambda = \ln \left[\frac{w(u(t)|\theta_1)}{w(u(t)|\theta_0)} \right] = \sum_{n=0}^{k-1} \int_{-\infty}^{+\infty} u(t)s(t - nT)dt - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{k-1} \sum_{m=0}^{k-1} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t - nT)s(t - mT)dt. \quad (25)$$

Здесь w – функция распределения плотности условной вероятности оценки неизвестного параметра сигнала $u(t)$.

Поскольку СКИ не перекрываются, выражение (25) преобразуется к виду

$$\ln \Lambda = \sum_{n=0}^{k-1} \int_{-\infty}^{+\infty} u(t)s(t - nT)dt - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{k-1} \int_{-\infty}^{+\infty} s^2(t - nT)dt. \quad (26)$$

Полагая $s(t)$ неслучайным, воспользуемся методом, в котором вместо неизвестных параметров подставляются их максимально правдоподобные оценки [2, 4]. Отсюда опти-

мальный алгоритм обнаружения (по критерию отношения правдоподобия) будет определяться логарифмом функционала правдоподобия:

$$\Phi = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[u(t) - \sum_{n=0}^{k-1} s(t-nT) \right]^2 dt. \quad (27)$$

После ряда преобразований выражения (27) получим оптимальный критерий обнаружения:

$$\Phi = \int_0^T \left[\sum_{n=0}^{k-1} u(t+nT) \right]^2 dt \underset{<}{\overset{>}{\Lambda_0}}. \quad (28)$$

где Λ_0 – порог обнаружения, определяемый заданной вероятностью ложной тревоги по критерию Неймана – Пирсона [2, 4].

В результате алгоритм обнаружения периодического СКИ неизвестной формы сводится к суммированию отрезков принятой реализации длительностью T , вычислению энергии этой суммы и сравнению полученной энергии с установленным порогом.

Структурная схема оптимального обнаружения неизвестного СКИ-сигнала приведена на рис. 6, слева. Для случая $k=2$ на базе представленного оптимального обнаружителя можно построить квазиоптимальный обнаружитель (рис. 6, справа), состоящий из пары энергетических обнаружителей сигналов и корреляционного обнаружителя, где в качестве опорного используется сигнал, задержанный на период зондирования [1, 2].

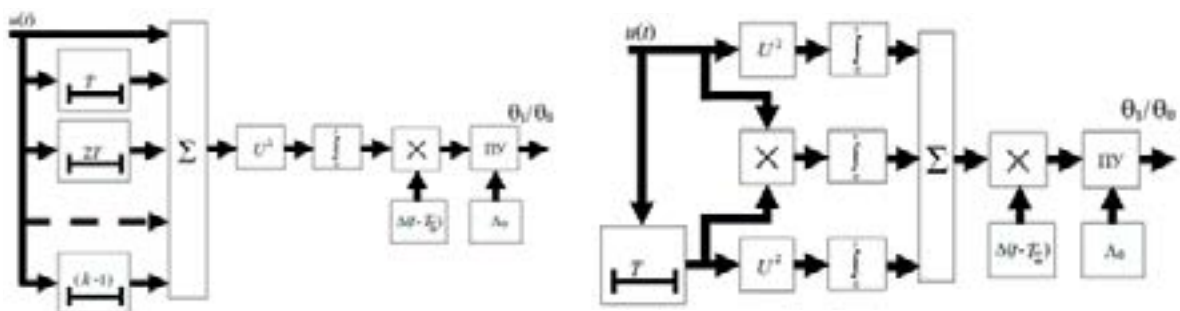


Рис. 6. Схемы обнаружителей СКИ: оптимального обнаружения СКИ-сигнала (слева); квазиоптимальный череспериодный корреляционный обнаружитель ЧПКО (справа).

В результате принятый сигнал сравнивается не с излучаемым сигналом, а с таким же сигналом, отраженным от зондируемой поверхности. Обнаружитель, использующий информацию о двух соседних импульсах, является череспериодным корреляционным обнаружителем (ЧПКО). Надежность обнаружения можно повысить, если использовать ЧПКО с накоплением k -импульсов. Отсюда параметром сигнала, определяющим эффективность ЧПКО, является его форма. При этом после объединения в корреляторе задержанных и текущих отсчетов напряжения из двух периодов повторения их дальнейшая обработка производится на одном временном интервале.

Для случая условно известной формы СКИ оптимальный обнаружитель, ЧПКО и энергетический обнаружитель, несомненно, проигрывают в эффективности обнаружения методом согласованной фильтрации. Однако безусловным преимуществом ЧПКО в сравнении с приведенными методами обнаружения является возможность квазиоптимального обнаружения СКИ, где в качестве опорного используется сигнал, полученный в предыдущем периоде наблюдения и задержанный на период радиоимпульсной последовательности [1, 2].

Заключение

Рассмотренный в работе ранее мало изученный механизм формовременной и спектральной трансформации распределения напряженности электрической компоненты поля гауссовских сверхкороткоимпульсных радиоимпульсов без несущего частотного заполнения при их распространении, отражении и поглощении в неоднородных средах позволяет судить не только об особенностях применения таких сигналов в сверхширокополосной радиосвязи, но и о возможности применения субнаносекундных радиоимпульсов в таких актуальных направлениях радиофизики, как радиовидение и радиофотонное сканирование. Проведенный анализ электродинамических явлений и процессов, влияющих на формоизменение СКИ в неоднородных средах, показал следующие результаты: изменение угла наклона плоской отражающей поверхности влияет на ЭПР, а, следовательно, и на перераспределение напряженности электрического поля отраженной волны субнаносекундного колебания. Установлено, что гауссовский СКИ, в отличие от гауссиана, спектр которого сдвинут на несущую частоту заполнения, при прохождении через диэлектрик претерпевает незначительные изменения профиля электрического поля, однако, ввиду существенного влияния диэлектрических потерь в области верхних частот, боковые лепестки распределения напряженности электрического поля гауссовского СКИ стремятся к более пологой форме. В качестве метода квазиоптимального обнаружения СКИ без несущего частотного заполнения предложен квазиоптимальный ЧПКО, позволяющий эффективно решать задачи обнаружения СКИ-сигналов с формонеустойчивой электродинамикой перераспределения напряженности электрической компоненты поля.

Литература:

1. Budagyan I.F., Kostin M.S. Methods applied to digital processing of ultrashort pulse signals upon estimating a small angular deviation of phase-distributed radio pulses in the radiosensory vibrometrological diagnostics system // J. Communications Technology and Electronics. 2015. V. 60. № 8. P. 871–879.
2. Будагян И.Ф., Костин М.С. Субнаносекундная радиоволновая виброметрия. Методы и технологии. Саарбрюккен, Германия: Palmarium Academic Publ., 2015. 107 с.
3. Костин М.С., Будагян И.Ф. Аналитическая модель сверхкороткоимпульсного радиосенсорного виброметрического локатора // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2014. Т. 8. № 11. С. 52–56.
4. Будагян И.Ф., Костин М.С. Численные методы обработки сверхкороткоимпульсных сигналов радиосенсорных систем // Радиоэлектронная техника: Межвуз. сб. научных трудов РАН / под ред. В.А. Сергеева. Ульяновск: УлГТУ, 2015. С. 104–110.

5. Budagyan I.F., Kostin M.S. Pseudocepstral methods the time-frequency localization ultrashort pulse signals in the radiowave systems of phase-deviametry assessment mechanical vibrations // European Science and Technology: Materials of the IX Int. Res. and Practice Conf., Munich. Germany: Vela Verlag Waldkraiburg, 2014. P. 295–302.

6. Костин М.С. Численные методы обработки сверхкороткоимпульсных сигналов радиосенсорных виброметрических систем // Сб. докладов V науч.-техн. конф. молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы развития систем и средств ВКО», ГСКБ АЛМАЗ-АНТЕЙ. М.: ГСКБ АЛМАЗ-АНТЕЙ, 2014. Гл. 4 . С. 381–387.

7. Будагян И.Ф., Костин М.С. Атактовая оцифровка сверхкоротких импульсов в гибридных системах радиофотонного сканирования // Журнал радиоэлектроники. 2016. № 3. [Электронный ресурс]. – URL: <http://jre.cplire.ru/mac/mar16/5/text.html> (дата обращения 20.03.2017).