

Рассеяние видеоимпульсов на слоистых структурах грунта

С. А. Масалов, А. О. Пузанов

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины
Украина, 61085, Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 21 апреля 1999 г., после переработки 11 июня 1999 г.

Построена модель зондирования поверхности Земли видеоимпульсами, формулируются критерии выбора оптимальных зондирующих импульсов. Рассматриваются особенности полей видеоимпульсов, дифрагировавших на структурах с непрерывно изменяющейся по глубине влажностью и частотно-зависимыми электрическими характеристиками.

Побудовано модель зондування поверхні Землі відеоімпульсами, формулюються критерії вибору оптимальних зондуючих імпульсів. Розглядаються особливості полів відеоімпульсів, що дифрагували на структурах із частотнозалежними електричними характеристиками та вологістю, яка безперервно змінюється по глибині.

1. Введение

Целью работы является моделирование процессов зондирования верхних слоев земной коры с использованием видеоимпульсов [1-5]. Знание особенностей взаимодействия импульсных полей с подобными диэлектрическими структурами способствует формированию требований к оптимальной временной зависимости зондирующего импульса и созданию методов обработки принимаемых сигналов [6-10].

Эффективные методы решения задач дифракции на диэлектрических многослойных структурах в случае падающих волн с зависимостью от времени в виде $e^{i\omega t}$, были разработаны достаточно давно (см., например, [11]). В этих работах как правило проводился анализ поля, отраженного несколькими слоями, хотя потенциальные возможности методики теоретически допускали рассмотрение произвольного числа слоев. Ограничения были связаны исключительно с недостаточным развитием вычислительной техники, что в настоящее время уже перестало быть преградой. Современный уровень вычислительной техники позволяет моделировать рассеяние радиоволн на слоистых структурах с зависимостью от времени, описываемой функцией $\varphi(t)$, которая задает некоторый видеоимпульс. Термин "видеоимпульс" мы трактуем в достаточно широком смысле, а именно, – имеем в виду сверхширокополосные сигналы, т. е. импульсные сигналы, как однополярные, так и биполярные, с малым числом изменений полярности за время формирования [12].

Слоистые структуры, представляющие в нашем случае интерес, образованы различными породами, по глубине каждой из них влаж-

ность изменяется по непрерывному закону и определяет соответствующее изменение электрических характеристик среды. Аналитическое описание процессов рассеяния видеоимпульсов на таких структурах возможно лишь в некоторых частных случаях [6-10,13,14] и принципиально не может быть приложено к произвольным естественным средам, с различными влажностными состояниями. В то же время аналитические представления решения, полученные для простейших структур, могут дать общее представление о происходящих процессах и облегчить их "физическое прочтение", сформировав у исследователя некоторый начальный подход к анализу более сложных явлений.

Однако не представляет практической сложности найти аналитическое решение задачи в частотной области для набора гармонических составляющих видеоимпульса при достаточно мелком дроблении исследуемой структуры на элементарные области с локально постоянной влажностью и затем численно перевести решение во временную область [11,15,16]. В частотной области, используя нормальные импедансы частичных областей, мы применяем рекуррентную формулу для вычисления входного импеданса и затем коэффициента отражения структуры [11,15], а для перехода в область временную применяем обратное преобразование Фурье. В рамках такого подхода используются экспериментальные данные о свойствах природных грунтов [4,5,17,18], полученные в широкой полосе частот для различных влажностей.

Ряд вопросов, относящихся к указанному кругу задач, был освещен в работах [6-10,13-16]. Работа [7] посвящена развитию рассмотренного в [6] метода решения задач нестационарного

возбуждения слоистых диэлектрических структур. В основе его лежит использование функций Грина и преобразования Лапласа. В работе проанализированы дифракция видеоимпульсов на однослойных структурах без поглощения и получены свернутые аналитические выражения, описывающие происходящие нестационарные процессы. В [8] установлены границы применимости этой модели к анализу процессов зондирования слабопоглощающих естественных сред. Полученное в [7] аналитическое решение позволило выяснить основы физики происходящих процессов и сформировать подходы к анализу дифракции видеоимпульсов на более сложных структурах. Дифракции видеоимпульсов на поглощающих многослойных средах посвящена работа [9], в которой выбран метод решения задачи, рассмотрены особенности построения вычислительного алгоритма и основные предпосылки к анализу полей дифракции.

Настоящая работа основывается на сделанных ранее выводах, в какой-то мере подытоживая и обобщая полученные результаты. Выработанные подходы к решению указанной задачи развиваются применительно к грунтам с непрерывным изменением электрических параметров по глубине. В работе кратко излагается метод, лежащий в основе вычислительного алгоритма, описываются особенности частотной зависимости коэффициента отражения и их влияние на форму отраженного поля во временной области, производится сопоставление характера отраженных полей при зондировании однополярными импульсами (рис. 1, а) и импульсами в виде отрезка синусоиды с малым числом периодов и гауссовой огибающей (рис. 1, б). Формулируется подход к выбору оптимальных длительностей импульсов для зондирования суглинистых почв различной влажности; анализируются поля, дифрагированные на многослойных структурах, и показывается возможность разделения откликов от близко расположенных границ при помощи метода инверсно-сопряженной фильтрации. Рассматриваются особенности полей видеоимпульсов, дифрагировавших на структурах с заданным законом изменения влажности по глубине. В работе мы ограничимся случаем перпендикулярной поляризации падающего поля.

2. Постановка задачи

Пусть $K-1$ однородных диэлектрических слоев толщиной d_k ($k=2\div K$) расположены между полупространствами 1 ($z>0$) и $K+1$ ($z<-h_K$) (рис. 2), и каждая из частичных областей характеризуется электрическими параметрами

ϵ_k , μ_k и σ_k . Предположим, что из полупространства 1 под углом $\theta_{\text{пад}}$ на многослойную структуру, изображенную на рис. 2, падает плоская электромагнитная волна. Зависимость от времени поля этой волны описывается функцией $\varphi(t)$. Необходимо определить рассеянное структурой поле.

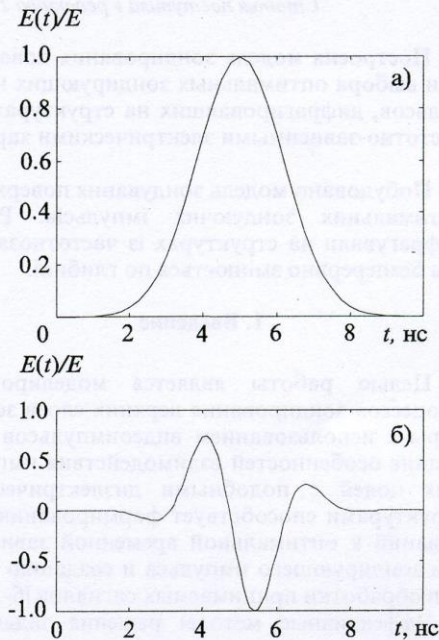


Рис.1. Зависимости от времени импульса $\varphi(t)$: однополярного (а), и с гауссовой огибающей и синусоидальным заполнением (б)

3. Метод решения

Если спектральная плотность функции $\varphi(t)$ есть $S_{\varphi(t)}(i\omega)$, то определение искомого решения для любой из компонент электрического или магнитного полей и двух возможных поляризацій сводится к нахождению некоторой функции $u(t)$ вида

$$u(t) = F^{-1} [V(i\omega) S_{\varphi(t)}(i\omega) \exp(-i\omega t_0)], \quad (1)$$

где F^{-1} – оператор обратного преобразования Фурье; $V(i\omega)$ – коэффициент передачи, который определяется с помощью нормальных импедансов [11,15] (в зависимости от поставленной цели это может быть частотная зависимость комплексной амплитуды необходимой компо-

ненты электрического или магнитного поля (либо частотная зависимость коэффициента отражения); t_0 – вводимая временная задержка, определяющая пространственное положение фронта падающего импульса в момент $t = 0$. Значение t_0 целесообразно выбирать равным

$$t_0 = z_n \frac{\cos 2\theta_{\text{пад}}}{\cos \theta_{\text{пад}}} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0},$$

где ϵ_0, μ_0 – соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, предполагая, что точка наблюдения $(x_n, z_n) = (-z_n \text{tg } \theta_{\text{пад}}, z_n)$ располагается на луче, отраженном от верхней границы многослойной структуры. Благодаря этому в момент $t = 0$ начало фронта падающего импульса находится в заданной точке наблюдения. Введение t_0 продиктовано также особенностью дискретного преобразования Фурье, заключающейся в том, что переход к дискретному спектру связан с периодичностью процесса во временной области. Таким образом, если бы зондирующий импульс начинался до момента $t = 0$, его периодическую копию, вызывающую аналогичный переходной процесс в следующем, не наблюдаемом периоде, можно было бы видеть в некотором месте анализируемого интервала времени.

В случае перпендикулярной поляризации падающего поля комплексные амплитуды компонент электрического и магнитного полей внутри частичных областей могут быть представлены в виде [15]:

$$E_{yk} = E_m^{\text{пад}} (A_k e^{\zeta_k z} + B_k e^{-\zeta_k z}) e^{\chi_k x}, \quad (2)$$

$$H_{xk} = \frac{E_m^{\text{пад}}}{Z_{\perp k}^{\tau}} (A_k e^{\zeta_k z} - B_k e^{-\zeta_k z}) e^{\chi_k x}, \quad (3)$$

$$H_{zk} = -\frac{E_m^{\text{пад}}}{Z_{\perp k}^{\nu}} (A_k e^{\zeta_k z} + B_k e^{-\zeta_k z}) e^{\chi_k x}, \quad (4)$$

где $\zeta_k = \gamma_k \cos \theta_k = \sqrt{\gamma_k^2 - \gamma_1^2 \sin^2 \theta_{\text{пад}}}$,
 $\chi_k = \gamma_k \sin \theta_k = \gamma_1 \sin \theta_{\text{пад}}$, $\gamma_k = i\omega \sqrt{\mu_k \epsilon_k}$,
 $\epsilon_k = \epsilon_k - i\sigma_k / \omega$, $\epsilon_k = \epsilon_0 \epsilon_k^r$, $\mu_k = \mu_0 \mu_k^r$,
 $\epsilon_0 = 1/(36\pi \cdot 10^9)$, Ф/м, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, Гн/м,
 $Z_{\perp k}^{\tau} = \rho_k / \cos \theta_k$; $Z_{\perp k}^{\nu} = \rho_k / \sin \theta_k$,
 $\rho_k = \sqrt{\mu_k / \epsilon_k}$. Здесь $E_m^{\text{пад}}$ – амплитуда электрического поля падающей волны; A_k, B_k – амплитудные множители для волн в области k , распространяющихся соответственно вниз и вверх, причем $A_1 = 1$; ρ_k – волновой импеданс

k -й области; $Z_{\perp k}^{\tau}$ – нормальный импеданс k -й области – важная в дальнейшем величина.

Входной импеданс $k+1$ -го слоя $Z_{\perp k}$ позволяет установить связь между коэффициентами B_k и A_k :

$$B_k = A_k \frac{Z_{\perp k} - Z_{\perp k}^{\tau}}{Z_{\perp k} + Z_{\perp k}^{\tau}} e^{-2\zeta_k h_k}, \quad (5)$$

где h_k – расстояние от границы полупространства 1 до верхней границы $k+1$ -го слоя (рис. 2).

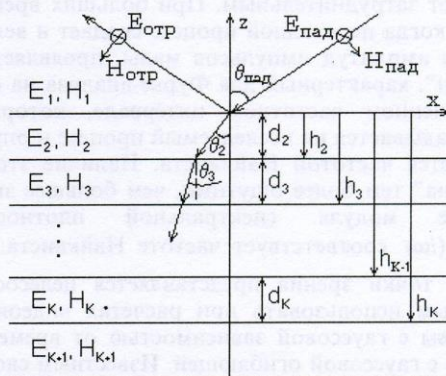


Рис. 2. Геометрия задачи

При этом справедлива следующая рекуррентная формула для входных импедансов слоев [11,15]:

$$Z_{\perp k-1} = Z_{\perp k}^{\tau} \frac{Z_{\perp k} + Z_{\perp k}^{\tau} \text{th}(\zeta_k d_k)}{Z_{\perp k}^{\tau} + Z_{\perp k} \text{th}(\zeta_k d_k)}. \quad (6)$$

Поле в полупространстве $K+1$ должно удовлетворять условию излучения на бесконечности, которое может быть сведено к простому условию на нижней границе рассматриваемой структуры:

$$Z_{\perp K} = Z_{\perp K+1}^{\tau}. \quad (7)$$

Для определения электромагнитного поля в полупространстве 1 требуется найти по формуле (5) коэффициент B_1 , т. е. коэффициент отражения от системы слоев для y -компоненты поля E . Необходимая для этого величина $Z_{\perp 1}$ находится рекуррентным пересчетом при помощи (6), начиная с определения $Z_{\perp K-1}$ с учетом (7).

Возможность снижения вычислительных затрат при переводе решения во временную об-

ласть по формуле (1) с помощью алгоритма дискретного преобразования Фурье определяется свойствами как временной функции $\varphi(t)$, описывающей зондирующий импульс, так и соответствующей ей спектральной плотности $S_{\varphi(t)}(i\omega)$. Решающую роль здесь играет скорость, с которой убывает функция $|S_{\varphi(t)}(i\omega)|$ с ростом частоты. Если значение $|S_{\varphi(t)}(i\omega)|$, соответствующее частоте Найквиста [19], будет недостаточно мало, анализ полей дифракции для больших времен или для протяженного участка пространственной неоднородности станет затруднительным. При больших временах, когда переходной процесс спадает и величины амплитуд импульсов малы, проявляется "звон", характерный для Фурье-анализа на ограниченном частотном интервале, который накладывается на исследуемый процесс и определяется частотой Найквиста. Наличие этого "звона" тем более ощутимо, чем большее значение модуля спектральной плотности $S_{\varphi(t)}(i\omega)$ соответствует частоте Найквиста. С этой точки зрения представляется целесообразным использовать при расчетах видеоимпульсы с гауссовой зависимостью от времени либо с гауссовой огибающей. Известным свойством таких импульсов как раз и является наиболее быстрая скорость убывания их спектра с ростом частоты.

Однако минимизация ширины исследуемого спектра – только часть необходимых мер, призванных обеспечить эффективность вычислений. Помимо этого, немаловажным является оптимальный выбор продолжительности исследуемого интервала времени D_t . Разумеется, величина D_t должна быть достаточно велика, чтобы охватить все время существования нестационарности. Увеличение D_t , очевидно, может привести к нежелательному возрастанию числа дискретных отсчетов как во временной области, так и в частотной (количество отсчетов в этих областях, как известно, одинаково). Поэтому, выбирая D_t , следует учитывать как геометрическую протяженность исследуемой области, так и значения электрических характеристик ϵ' и σ системы слоев, заключенных в этой области, которые влияют на продолжительность переходных процессов.

4. Особенности низкочастотного участка частотной зависимости коэффициента отражения

В работе [21] были подробно проанализированы особенности прохождения видеоимпульса из воздуха в поглощающее однородное

полупространство. Отмечалось, что значительное отражение низкочастотных спектральных составляющих видеоимпульса (лежащих в интервале частот $0 < f < \sigma/\epsilon$, на котором значение тангенса диэлектрических потерь превышает 0.2) от границы раздела приводит к тому, что прошедший импульс $\psi(t)$, становится двухполярным. Действительно, если вследствие отражения нулевой частоты от границы раздела

$$|S_{\psi(t)}(i\omega)| = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) e^{-i\omega t} dt \right| = 0, \quad \text{где } |S_{\psi(t)}(i\omega)| -$$

спектральная плотность $\psi(t)$, то функция $\psi(t)$ описывает двухполярный импульс, площадь которого под положительной частью кривой совпадает с площадью под отрицательной частью. Этот факт следует учитывать и при анализе отражения видеоимпульсов от системы слоев. Выходящая из структуры импульсная последовательность, образуемая вследствие многократных отражений от границ частичных областей, при определенных условиях также может состоять из двухполярных импульсов. Однако в случае слоистого полупространства следует учитывать некоторые особенности [9]. Проявится это явление или нет, зависит от характера трансформации спектра в низкочастотной области, который в свою очередь зависит от соотношения удельных проводимостей граничащих областей. В частности, для структуры "один слой – полупространство", если σ_2, σ_3 – соответственно удельные проводимости слоя и полупространства, при $\sigma_2 > \sigma_3$ однополярный импульс падающего поля в результате отражения преобразуется в последовательность двухполярных импульсов. При

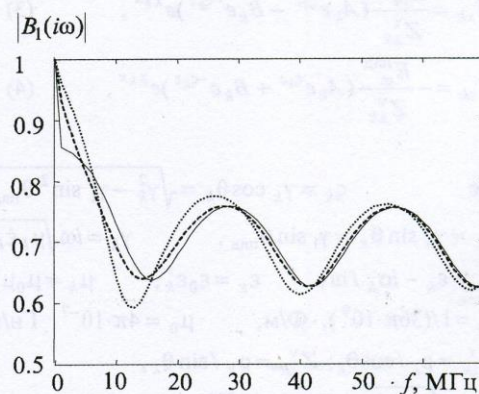


Рис. 3. Частотные зависимости модуля коэффициента отражения (низкочастотные участки)

$\sigma_2 < \sigma_3$, от структуры отражается последовательность однополярных импульсов и "затягивание" их задних фронтов. Последнее связано с тем, что уменьшение содержания спектральных компонент нижних частот в спектре импульса, прошедшего в слой (в результате отражения от верхней границы структуры), компенсируется увеличением их содержания при отражении от нижней границы слоя.

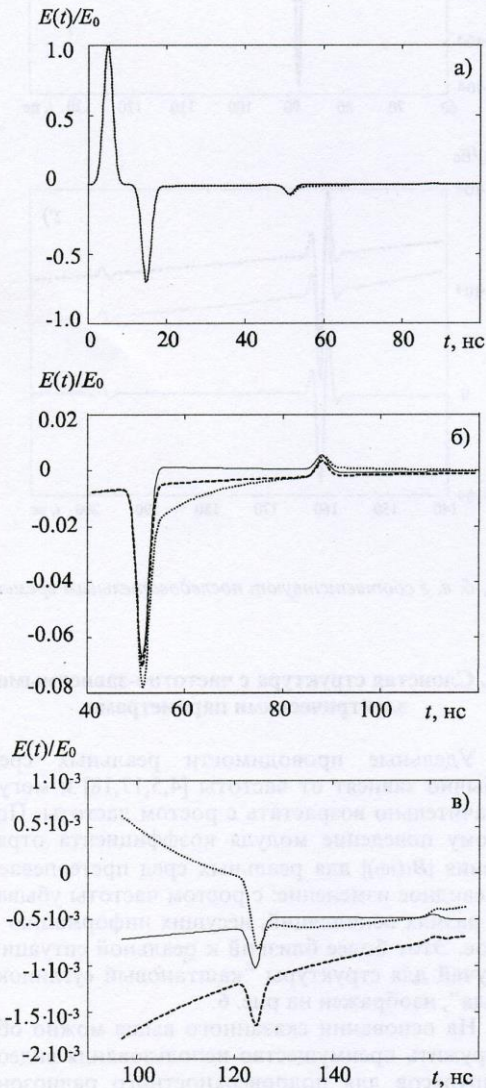


Рис. 4. Зависимости полей дифракции от времени, соответствующие частотным зависимостям коэффициента отражения, приведенным на рис. 3 (графики а, б, в соответствуют последовательным интервалам времени)

Для демонстрации этого явления (рис. 3 и рис. 4), служат результаты вычислений, которые получены для импульса, изображенного на рис. 1, а при следующих значениях параметров: $\theta_{пад}=10^\circ$, $z_H=1.5$ м, $d = [\infty 1 \infty]$ м, $\epsilon^r = [1 \ 30 \ 83]$. Случай $\sigma = [0 \ 0.01 \ 0.001]$ показан на графиках сплошной линией, $\sigma = [0 \ 0.01 \ 0.03]$ – штриховой линией, $\sigma = [0 \ 0.01 \ 0.1]$ – пунктирной линией (здесь и далее значения d_k , ϵ_k^r и σ_k в отдельных областях для простоты объединяются соответственно в векторы d , ϵ^r и σ , а элементы этих векторов заключаются в квадратные скобки).

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента отражения $|B_1(i\omega)|$ в низкочастотной области, представляющие в данном случае особый интерес. Можно видеть, что вблизи нулевой частоты наибольшие значения $|B_1(i\omega)|$ отвечают случаю наибольшей удельной проводимости нижнего от слоя полупространства σ . Таким образом, можно сделать вывод, что за образование двухполярности у импульса отвечает именно эта, низкочастотная, часть спектра коэффициента отражения. Действительно, большая проводимость нижнего полупространства способствует "подсветке" слоя снизу, уровень нижних частот в спектре отраженного поля возрастает и двухполярности не наблюдается.

С ростом частоты поведение коэффициента отражения приобретает осциллирующий характер, обусловленный резонансными явлениями в слое. Период осцилляций при этом определяется толщиной слоя и величиной его диэлектрической проницаемости.

На рис. 4, а, б, в изображены соответствующие рис. 3 временные области рассматриваемых процессов на различных временных интервалах в случае однополярного падающего импульса. Рис. 4, б, в достаточно наглядно иллюстрируют описываемую трансформацию формы последовательности импульсов – от двухполярной к однополярной, с одновременным происходящим затягиванием задних фронтов импульсов. Судя по увеличению амплитуды импульсов, при наибольшем значении σ_3 увеличение удельной проводимости нижнего полупространства повышает излучение из слоя в низкочастотной области спектра.

Важно отметить, что возможность визуально оценивать соотношения удельных проводимостей граничащих областей дают лишь однополярные видеоимпульсы. Импульсы в виде нескольких периодов синусоиды, спектральные плотности которых имеют минимум в области нижних частот, возможности извлекать подобную информацию не дают. Примером сказанному служат построенные временные зависимости переходных процессов (рис. 5), вычисленные для импульса с гауссовой огибающей и синусоидаль-

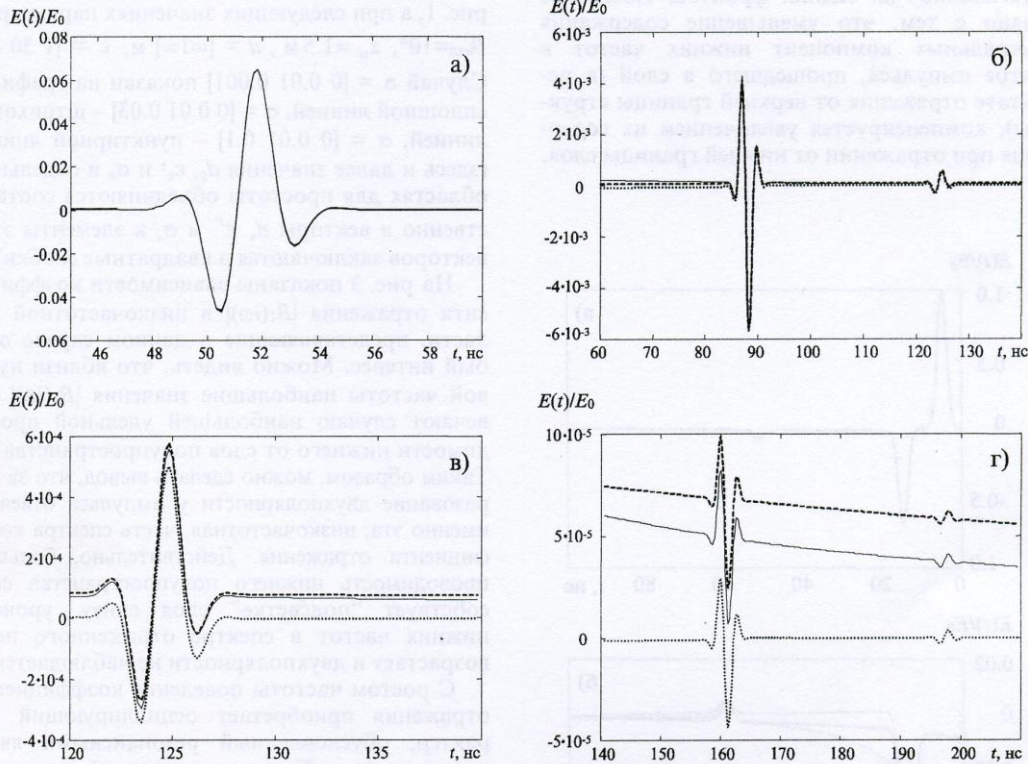


Рис. 5. Зависимости полей дифракции от времени (графики а, б, в, г соответствуют последовательным временным интервалам)

ным заполнением (рис. 1, б) при $\theta_{\text{над}}=10^\circ$, $z_n = 1.5$ м, $d_2 = 1$, $\epsilon^r = [1 \ 30 \ 83]$; $\sigma = [0 \ 0.01 \ 0.03]$ на графиках соответствует сплошная линия, $\sigma = [0 \ 0.01 \ 0.01]$ – штриховая линия, $\sigma = [0 \ 0.01 \ 0]$ – пунктирная линия.

Из рис. 5 видно, что при использовании импульса в виде нескольких периодов синусоиды с гауссовой огибающей различие в характере временных зависимостей проявляется лишь на сравнительно больших временах и выражается только в изменении скорости убывания “хвостовых” частей импульсных отражений, соответствующих различным удельным проводимостям, но не в изменении формы самих импульсов, наложившихся на эти “хвостовые” части. Наиболее отчетливо это проявляется на рис. 5, г, т. е. в данном случае для времен 140÷210 нс и для очень малых уровней напряженности отраженного поля, когда наблюдаемые импульсы имеют относительные амплитуды порядка 10^{-5} .

5. Слоистая структура с частотно-зависимыми электрическими параметрами

Удельные проводимости реальных сред обычно зависят от частоты [4,5,17,18] и могут значительно возрастать с ростом частоты. Поэтому поведение модуля коэффициента отражения $|B_1(i\omega)|$ для реальных сред претерпевает очевидное изменение: с ростом частоты убывает размах осцилляций, несущих информацию о слое. Этот более близкий к реальной ситуации случай для структуры “каштановый суглинок-вода”, изображен на рис. 6.

На основании сказанного выше можно обнаружить преимущество использования видеоимпульсов для подповерхностного радиозондирования. Оно обусловлено уже отмеченным низкочастотным характером их спектральной плотности. В области нижних частот благодаря меньшим величинам удельной проводимости наиболее выражен осциллирующий характер $|B_1(i\omega)|$.

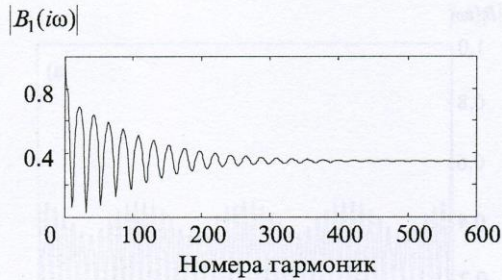


Рис. 6. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения для структуры "каштановый суглинок-вода" при толщине слоя суглинка в 1 м и влажности 2,5%. Интервал между отдельными гармониками составляет 3.3361 МГц

В то же время, возрастание коэффициента отражения $|B_1(i\omega)|$ до единицы при уменьшении частоты от $f = \sigma_2 / \epsilon_2$ до $f=0$ (когда для слоя 2 $\text{tg}\delta > 0.2$) и отсутствие осцилляций $|B_1(i\omega)|$ в этом интервале частот говорит о невозможности использования для подповерхностного радиозондирования видеоимпульсов, ширина спектра которых $\Delta f < \sigma_2 / \epsilon_2 = \Delta f_{\min}$, а длительность $\Delta t \geq \epsilon_2 / \sigma_2 = \Delta t_{\max}$.

Для значений диэлектрической проницаемости и удельной проводимости каштанового суглинка на частотах 30, 60, 120, 240 и 480 МГц при различных влажностях W (по данным работы [5]) произведены вычисления значений отношения $\sigma_2(f) / (\epsilon_0 \epsilon_2'(f))$. Полученные с их помощью в результате графического решения величины Δf_{\min} , соответствующие $\sigma_2(f = \Delta f_{\min})$ и $\epsilon_2'(f = \Delta f_{\min})$, изображены на рис. 7, а величины $\Delta t_{\max} \sim 1 / \Delta f_{\min}$ приведены в таблице. Можно видеть, что значение минимально допустимой ширины спектра Δf_{\min} растет при увеличении влажности породы, а значение максимально допустимой длительности импульса, соответственно, падает.

Таким образом, с одной стороны, величина Δt не должна быть столь большой, чтобы вследствие узости спектра импульса основная доля его энергии была сосредоточена на низкочастотном участке $|B_1(i\omega)|$, не содержащем осцилляций. С другой стороны, длительность импульса Δt не должна быть слишком малой; энергетически не выгодно, чтобы в случае широкого спектра импульса значительная доля его энергии приходилась на высокочастотный участок $|B_1(i\omega)|$ с малыми по амплитуде (вследствие больших потерь) осцилляциями. Можно заключить, что при выборе длительностей зондирующих импульсов существует некоторый оптимум.

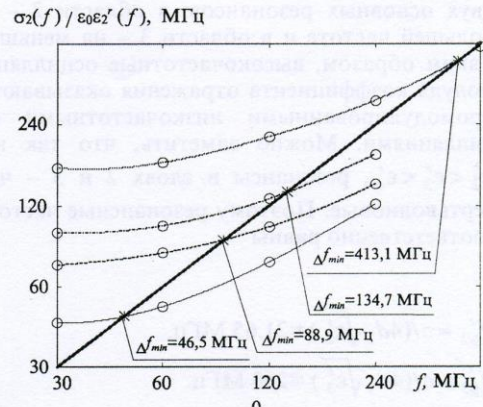


Рис. 7. Зависимость от частоты отношения $\sigma_2(f) / (\epsilon_0 \epsilon_2'(f))$ для каштанового суглинка с влажностью $W=2,5\%$ (сплошная линия), $W=5\%$ (штриховая линия), $W=10\%$ (штрих-пунктир), $W=20\%$ (пунктир). Кругами обозначены вычисленные (узловые) значения, а звездочки соответствуют частотам $f = \Delta f_{\min}$ – результатам графического решения уравнения $f = \sigma_2(f) / (\epsilon_0 \epsilon_2'(f))$. Жирная линия показывает ход зависимости Δf_{\min} для изменяющейся влажности

Таблица

Влажность, %	Δf_{\min} , МГц	Δt_{\max} , нс
2.5	47	21
5	89	11
10	135	7,4
20	413	2,4

Подчеркнем, что эти результаты отвечают рассматриваемому плосковолновому приближению и требуют уточнения в случае возбуждения исследуемой структуры точечным источником или апертурой конечных размеров.

6. Поля дифракции для многослойных структур

Характер частотной зависимости коэффициента отражения для структур с числом частичных областей $K > 2$ определяется резонансными явлениями как в каждой из этих областей, так и между ними. Покажем особенности поведения коэффициента отражения в частотной области на примере структуры, для которой $K=3$ при $\theta_{\text{пад}}=10^\circ$; $z_n=1$ м; $d=[\infty \ 2.0 \ 0.1 \ \infty]$; $\epsilon^r=[1 \ 3 \ 9 \ 15]$; $\sigma=[0 \ 0.0012 \ 0.0012 \ 0.0012]$. Частотная зависимость коэффициента отражения (рис. 8, а) позволяет сделать вывод о наличии

двух основных резонансов: в области 2 – на большей частоте и в области 3 – на меньшей. Таким образом, высокочастотные осцилляции модуля коэффициента отражения оказываются промодулированными низкочастотными осцилляциями. Можно заметить, что так как $\epsilon_2^r < \epsilon_3^r < \epsilon_4^r$, резонансы в слоях 2 и 3 – четвертьволновые. Поэтому резонансные частоты соответственно равны

$$f'_{p2} \approx c/(4d_2\sqrt{\epsilon_2^r}) = 21.65 \text{ МГц},$$

$$f'_{p3} \approx c/(4d_3\sqrt{\epsilon_3^r}) = 250 \text{ МГц}.$$

Благодаря допущению $d_2 \gg d_3$, рассмотренный пример достаточно наглядно демонстрирует наличие нескольких резонансов для структур, образованных более чем одним слоем. Однако реально при наличии большего количества слоев и не столь значительном отличии резонансных частот для установления величин последних с целью определения толщин или диэлектрических проницаемостей областей может оказаться эффективным применение к коэффициенту отражения прямого преобразования Фурье. Для такого примера соответствующий график приведен на рис. 8, б.). Резонанс в слое 2 приблизительно соответствует периоду $T'_{p2} = 1/(2f'_{p2}) = 23,1 \text{ нс}$ (т. к. $\theta_{\text{пад}} = 10^\circ$ и практически имеет место случай нормального падения), а резонанс в слое 3 – периоду $T'_{p3} = 1/(2f'_{p3}) = 2 \text{ нс}$. Наличие “верхней боковой” гармоники определяется резонансом в слое 3.

Рис. 9 иллюстрирует временные зависимости полей дифракции импульса (рис.1, б) на данной структуре. Тут же приведены кривые, полученные путем инверсно-сопряженной фильтрации отраженного сигнала методом, изложенным в работах [22-24], что позволило выделить в сложной суперпозиции отражений принятого сигнала начальные моменты отдельных откликов. В целях демонстрации мы использовали лишь первое, основное, звено описанного в работах [22-24] фильтра с передаточной функцией

$$R(i\omega) = \frac{S_{\varphi(t)}^*(i\omega)}{1 - \rho + \rho |S_{\varphi(t)}(i\omega)|^2},$$

где * – символ комплексного сопряжения; ρ – параметр, управляющий свойствами фильтра ($0 < \rho < 1$). Результаты фильтрации $w(t) = F^{-1}[R(i\omega)U(i\omega)]$ ($U(i\omega)$ – спектральная плотность принятого сигнала) на рис. 9 приведены для значений

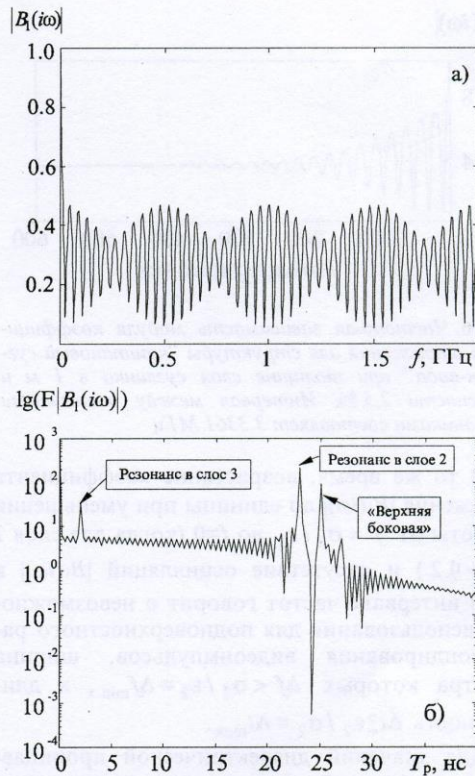


Рис. 8. Частотная зависимость модуля коэффициента отражения для слоистой структуры при $K=3$ (а); результат прямого преобразования Фурье коэффициента отражения (низкочастотный участок) (б)

параметра $\rho=0.99$. Кружками выделены вершины обработанного сигнала, соответствующие моментам: а) начала зондирующего импульса и отражения от верхней границы структуры, б) появления отражений от границ областей 2-3 и 3-4.

Важно отметить, что сигнал, полученный в результате фильтрации, имеет четко выраженную полярность, которая обычным образом зависит от знаков коэффициентов отражения на границах и позволяет судить о перепаде величин диэлектрических проницаемостей границах друг с другом сред так, как если бы излучался однополярный импульс почти на порядок меньшей длительности (при $\rho=0.99$).

В тех частных случаях, когда при достаточно большом количестве эквидистантно расположенных слоев их электрические свойства изменяются периодически, вычислительные затраты могут быть значительно снижены путем использования решения задачи об отражении от полубесконечной структуры и излучении соответствующей собственной волны [25].

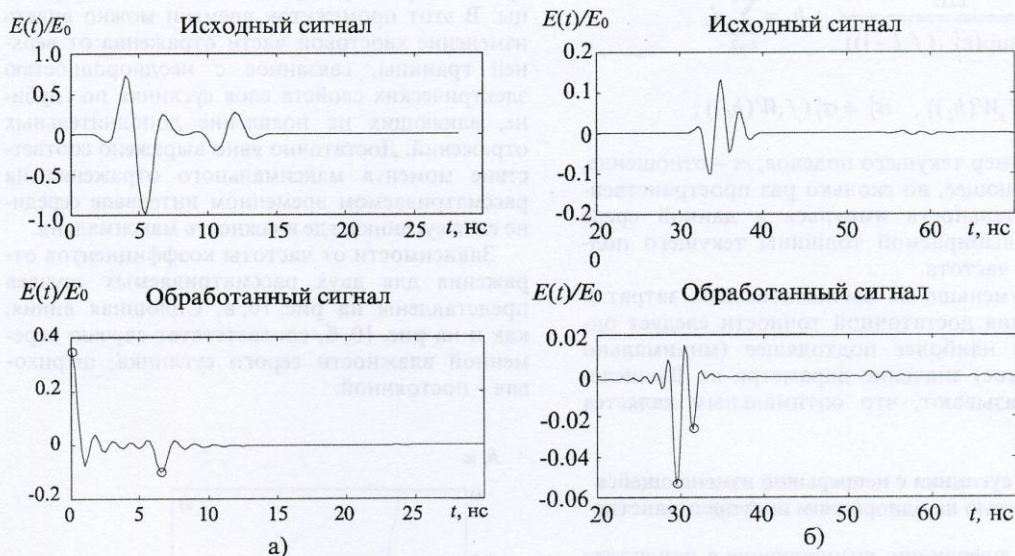


Рис. 9. Зависимости полей дифракции от времени для структуры с $K=3$ и результат обработки при $\rho=0.99$. Кружками обозначены вершины обработанного сигнала, соответствующие моментам: а) начала зондирующего импульса и отражения от верхней границы структуры, б) появления отражений от границ областей 2-3 и 3-4

7. Основные особенности вычисления полей дифракции видеоимпульсов на структурах с заданным законом изменения влажности по глубине

Вычисление полей дифракции видеоимпульсов на сложных структурах, какими являются слоистые природные среды типа почв и горных пород, производится на основании экспериментальных данных об их диэлектрических свойствах, измеренных для различных влажностей [4,5,17,18]. В рамках применяемого метода вычисления полей дифракции на слоях с непрерывно изменяющимися по глубине диэлектрическими свойствами, зависящими от влажности, сводятся к вычислениям для эквивалентной структуры, которая образована достаточно тонкими однородными слоями.

Как правило в литературе приводятся частотные зависимости диэлектрических проницаемостей и удельных проводимостей для нескольких значений влажности. В этом случае на основании заданного закона изменения влажности по глубине посредством интерполяции можно получить три необходимых для вычислений массива данных:

- массив для частотно-пространственной зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' ;
- массив для частотно-пространственной зависимости удельной проводимости σ ;

- соответствующий двум первым массив толщин подслоев d .

При этом под термином “подслой” здесь и далее будем понимать элементарную (достаточно малой толщины по сравнению с пространственной длительностью импульса в данной среде) область с постоянной влажностью в пределах одного и того же материала, отличающуюся по влажности от такой же соседней области на малую величину. Толщины областей, однородных по характеру грунта (возможно, изменяющего в их пределах свою влажность), которые по-прежнему будем называть слоями, объединим в массив D .

Важным обстоятельством, продиктованным требованием сохранения электродинамического подобия модели реальной структуре, является то, что указанные выше массивы – взаимозависимы. Так, толщины подслоев d_i , с одной стороны, определяются на основании максимального значения диэлектрической проницаемости как функции частоты в предыдущем подслое. С другой стороны, эти толщины позволяют найти пространственные координаты h_i , в соответствие которым поставлен заданный закон изменения влажности $W(h)$, в свою очередь определяющий частотные зависимости диэлектрической проницаемости и удельной проводимости. Сказанное выше имеет следующее аналитическое представление:

$$d_l = \frac{c\Delta t}{m\sqrt{\sup(\varepsilon'_{l-1}(f, l-1))}}, \quad h_l = \sum_{k=2}^l d_k,$$

$$\varepsilon'_l = \varepsilon'_l(f, W(h_l)), \quad \sigma'_l = \sigma'_l(f, W(h_l)),$$

где l – номер текущего подслоя; m – отношение, показывающее, во сколько раз пространственная длительность импульса в данной среде больше выбираемой толщины текущего подслоя; f – частота.

Для уменьшения вычислительных затрат и сохранения достаточной точности следует определить наиболее подходящее (минимально допустимое) значение параметра m . Вычисления показывают, что оптимальным является $m=100$.

8. Слой суглинка с непрерывно изменяющейся влажностью на однородном полупространстве

Поля дифракции, возникающие в результате падения негармонической волны на слоистые структуры, образованные почвами или горными породами, весьма чувствительны к колебаниям влажности по глубине таких структур. Выражается это как в изменении формы принимаемого после отражения сигнала, так и в изменении амплитуды отражений. Примером тому могут служить графики полей дифракции, рассчитанных для структуры «серый суглинок – обобщенная группа 1» [5] в двух случаях (рис. 10, б): 1) при незначительном изменении влажности серого суглинка по глубине (в пределах $W=2.5 \pm 3\%$) в соответствии с рис. 10, а; 2) при фиксированной влажности $W=2.5\%$ серого суглинка. На рис. 10, б переходной процесс изображен для интервала времени между концом отражения от верхней границы и концом отражения от нижней границы слоя серого суглинка. Общие исходные данные в обоих случаях следующие: $\theta_{\text{пад}}=10^\circ$, $z_{\text{н}}=1.5$ м, $D = [\infty \ 1 \ \infty]$ м. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости и удельной проводимости сред, составляющих рассматриваемую структуру, взяты из [5].

Как можно видеть из рис. 10, б, повышение влажности серого суглинка всего на 0.5% влечет за собой достаточно заметное изменение формы отраженного импульса: в сравнении со случаем фиксированной влажности уменьшилась его амплитуда и несколько возросло время задержки за счет увеличения диэлектрической проницаемости. Импульсной последовательности на больших временах не наблюдается.

Вместе с тем, в случае переменной по глубине влажности серого суглинка, обращают на себя внимание изменения, коснувшиеся поведения отраженного поля на временах, предшеств-

ующих приходу отражения от нижней границы. В этот промежуток времени можно видеть изменение хвостовой части отражения от верхней границы, связанное с неоднородностью электрических свойств слоя суглинка по глубине, влияющих на появление дополнительных отражений. Достаточно явно выражено соответствие момента максимального отражения на рассматриваемом временном интервале середине слоя суглинка, где влажность максимальна.

Зависимости от частоты коэффициентов отражения для двух рассматриваемых случаев представлены на рис. 10, в. Сплошная линия, как и на рис. 10, б, соответствует случаю переменной влажности серого суглинка, штриховая – постоянной.

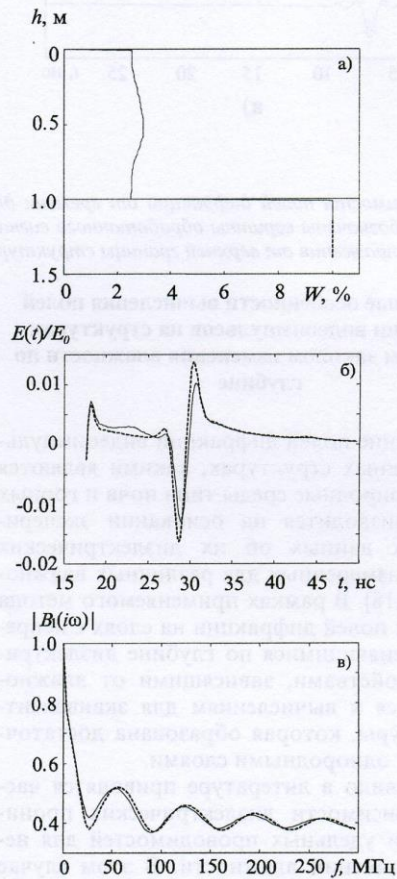


Рис. 10. Закон изменения влажности по глубине в структуре «серый суглинок–обобщенная группа 1» (а); зависимости от времени импульсов, отраженных от нижней границы слоя серого суглинка для случаев непрерывного изменения влажности по глубине в соответствии с законом, приведенным на рис. а, (сплошная линия) и фиксированной влажности на уровне $W=2.5\%$ (штриховая линия) (б); соответствующие рис. б частотные зависимости модуля коэффициента отражения (в)

Как можно видеть, коэффициент отражения уменьшает свои осцилляции на верхних частотах, что обусловлено ростом удельной проводимости при повышении частоты. В двух рассматриваемых случаях несколько отличаются резонансные частоты слоя: так как большей влажности серого суглинка соответствуют большие значения диэлектрической проницаемости, резонансные частоты, определяющиеся при $\epsilon_2^r < \epsilon_3^r$ и малом угле падения $\theta_{\text{пад}}$ выражением $f'_{\text{пр}} \approx (2n-1)c/(4d_2\sqrt{\epsilon_2^r})$, $n=0, 1, 2, \dots$ (когда основной, низкочастотный, резонанс четвертьволновый), снижаются не более чем в $\sqrt{\epsilon_2^r(f, W=3\%) / \epsilon_2^r(f, W=2.5\%)}$ раз. К примеру, поскольку диэлектрическая проницаемость серого суглинка меньше, чем у сред обобщенной группы 1, частота четвертьволнового резонанса, который имеет место в данном случае, снижается приблизительно с 25 МГц до 22 МГц, или в 1.14 раза.

Кроме того, в связи с увеличением влажности суглинка, соответствующим росту его удельной проводимости, хотя и незначительно, но снижаются потери на излучение из слоя – заметно некоторое уменьшение осцилляций модуля коэффициента отражения (рис. 10, в). Во временной области (рис. 10, б) в этом случае также заметно уменьшение амплитуды импульса, отраженного от нижней границы слоя.

9. Выводы

Подводя итог, можно сделать вывод, что примененный метод моделирования процессов рассеяния несинусоидальных радиоволн на природных грунтах доказал свою эффективность, позволив выяснить основы физики происходящих явлений для большого разнообразия свойств исследуемых грунтов. В рассмотренном случае плосковолнового приближения установлены общие свойства спектральных плотностей оптимальных зондирующих импульсов, показаны различия полей дифракции, возникающих при зондировании грунтовых структур видеоимпульсами двух разновидностей – однополярного и вида нескольких периодов синусоиды. Было показано, каким образом различия во временных зависимостях падающего поля отражаются на информативности рассеянного поля. В целом полученные результаты сформировали основу для предстоящих в дальнейшем всесторонних исследований сложных неоднородных структур грунта. Разработанное программное обеспечение может быть использовано для создания эффективных методов обработки результатов зондирования.

Исследования, описанные в этой статье, стали возможны благодаря частичной поддержке УНТЦ. Проект № 366.

Литература

1. J. C. Cook. Geophysics. 1975, **40**, No. 5, pp. 865-885.
2. Х. Ф. Хармут. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. Москва, Наука, 1985, 376 с.
3. Г. А. Андреев, Л. В. Заенцев, В. В. Яковлев. Зарубежная радиоэлектроника. 1991, № 2, с. 3-22.
4. М. И. Финкельштейн, В. Л. Менделсон, В. А. Кутев. Радиолокация слоистых земных покровов. Москва, Сов. радио, 1977, 176 с.
5. М. И. Финкельштейн, В. А. Кутев, В. П. Золотарев. Применение радиолокационного подповерхностного зондирования в инженерной геологии. Москва, Недра, 1986, 128 с.
6. Г. И. Веселов, А. И. Кирпа, Н. И. Платонов. Радиотехника и электроника. 1985, **30**, вып. 9, с. 1702-1708.
7. С. А. Масалов, А. О. Пузанов, А. И. Тимченко. В сб.: Распространение радиоволн в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Харьков, Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины, 1995, с. 178-193.
8. С. А. Масалов, А. О. Пузанов. Радиопизика и радиоастрономия. 1997, **2**, №1, с. 85-94.
9. А. О. Пузанов. В сб.: "Радиофизика и электроника". Харьков, Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. 1988, **3**, №1, с. 28-35.
10. S. O. Masalov, and O. O. Puzanov. Proceedings of VII International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'98). Kharkiv, Ukraine, 1998, **1**, pp. 358-360.
11. Л. М. Бреховских Волны в слоистых средах. Москва, Издат. АН СССР, 1957, 504 с.
12. Ю. Н. Ерофеев. Импульсные устройства. Москва, Высш. шк., 1989, 527 с.
13. Н. Н. Колчигин, С. Н. Пивненко, В. М. Ломакин. Радиопизика и радиоастрономия. 1997, **2**, №3, с. 318-322.
14. Khalid A. Nabulsi, James R. Wait. IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing. 1997, №3, p. 885.
15. Kenneth Demarest, Richard Plumb, and Zhuho Huang. IEEE Trans. on Ant. and Prop. 1995, **AP-43**, No. 10, pp. 1164-1168.
16. O. Sukharevsky, S. Gorelyshev. Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 1997, No. 11, pp. 1091-1102.
17. Л. М. Кофман. В сб.: Теория и техника радиолокации, радионавигации и радиосвязи в гражданской авиации. Рига, 1980, с. 61-65.
18. Д. Е. Хипп. Труды ин-та инж. по электротехн. и радиоэлектрон. 1974, **62**, №1, с. 122-127.
19. И. С. Гоноровский. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва, Радио и связь, 1986, 512 с.
20. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. Москва, Гос. изд-во технико-теорет. лит., 1957, 234 с.
21. Р. Кинг, Т. Смит. Антенны в материальных средах. Москва, Мир, 1984, Кн. 1, 416 с.
22. N. Osumi, K. Ueno. IEEE Trans. Antennas Propag. 1984, **AP-10**, p. 1018-1026.
23. N. Osumi, K. Ueno. IEEE Trans. Antennas Propag. 1985, **AP-2**, pp. 152-159.

24. V. O. Kovalenko, S. A. Masalov. Proceedings of VI-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (ММЕТ'96). Lviv, Ukraine, 1996, 1, pp. 461-464.
25. Д. Л. Литвиненко, Л. Н. Литвиненко, С. Л. Провсирнин. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, 2, №4, с. 2-8.

Video-Pulse Scattering by Layered Soil Structures

S. A. Masalov, O. O. Puzanov

The model of sounding the Earth structures by video pulses is developed, the criteria for choosing the optimum parameters of the sounding pulses are formulated. The characteristic features of outgoing video pulse fields resulting from diffraction by the structures, whose humidity continuously varies with the depth and electric characteristics are frequency-dependent, are considered.