

Дифракция видеоимпульсов на слоистых диэлектрических структурах

С.А. Масалов, А.О. Пузанов

*Институт радиофизики и электроники Национальной Академии Наук Украины
Украина, 310085, Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12*

Статья поступила в редакцию 23 апреля 1996 г., после переработки 15 января 1997 г.

На основе математической модели дифракции плоской негармонической электромагнитной волны на диэлектрическом слое, расположенном на диэлектрическом полупространстве, проанализированы физические особенности, присущие рассматриваемому неустановившемуся процессу с точки зрения возможности использования приведенных результатов при анализе информации, полученной системой подповерхностного зондирования. Оценены границы применимости рассматриваемой модели дифракции.

На підставі математичної моделі дифракції плоскої негармонічної електромагнітної хвилі на діелектричному шарі, що розташований на діелектричному півпросторі, проаналізовано фізичні особливості, які властиві нестационарному процесу, що розглядається з точки зору можливості використання наведених результатів при аналізі інформації, отриманої системою підповерхневого зондування. Оцінено межі вживання моделі дифракції, що розглядається.

Введение

Использование несинусоидальных радиоволн для зондирования различных диэлектрических сред весьма эффективно [1-5], и эта эффективность связана со значительно меньшим затуханием видеоимпульсов по сравнению с затуханием радиоимпульсов той же длительности в зондируемых средах.

Для правильной интерпретации результатов зондирования необходимо построение удобных для практического использования математических моделей процессов дифракции нестационарных волн на неоднородностях исследуемого пространства. В общей постановке эта задача вряд ли разрешима, поскольку требует учета многих природных факторов (влажность, состав, структура вещества и прочее) [1,2], влияющих на диэлектрические характеристики сред. Однако из всего многообразия ситуаций можно выделять и рассматривать некоторые частные случаи, которые в известных рамках будут совпадать с реальными процессами.

В данной работе рассматривается поведение полей дифракции при нестационарном возбуждении диэлектрического слоя без потерь, расположенного на диэлектрическом полупространстве. Рассмотрение проводится на основании аналитических выражений, описывающих временную зависимость полей дифракции, полученных с использованием метода функции Грина и преобразования Лапласа; приводятся оценки границ применимости рассматриваемой модели дифракции. В известной на сегодняшний день научной литера-

туре (см., например, [6]) отсутствует детальный анализ этой проблемы в приложении к подповерхностной радиолокации с рассмотрением специфических свойств полей дифракции видеоимпульса.

1. Постановка задачи

Пусть диэлектрическое пространство $-\infty < z < \infty$ без дисперсии и потерь состоит из полупространства "0" ($z > d$), слоя "1" ($0 < z < d$) и полупространства "2" ($z < 0$) (рис.1), характеризующихся диэлектрическими проницаемостями ϵ_0 , ϵ_1 и ϵ_2 , соответственно, и не обладающих магнитной восприимчивостью. Рассмотрим задачу, когда на границу слоя "1" $z=d$ падает импульс, возбуждаемый листом стороннего синфазного тока, совпадающим с плоскостью $z = z_l$, и находящимся в области $z > d$. Задача состоит в определении и анализе временной зависимости электромагнитного поля в области $z > d$ (на плоскости приема $z = z_r$), возникшего в результате дифракции импульса, а также в оценке границ применимости рассматриваемой недиссипативной модели к реальным природным средам.

Для простоты принято, что вектор плотности стороннего тока \vec{j}_y^{cm} параллелен оси Oy . При таком выборе направления \vec{j}_y^{cr} в падающем и

дифрагированном поле ненулевыми будут только y -компоненты поля \vec{E} .

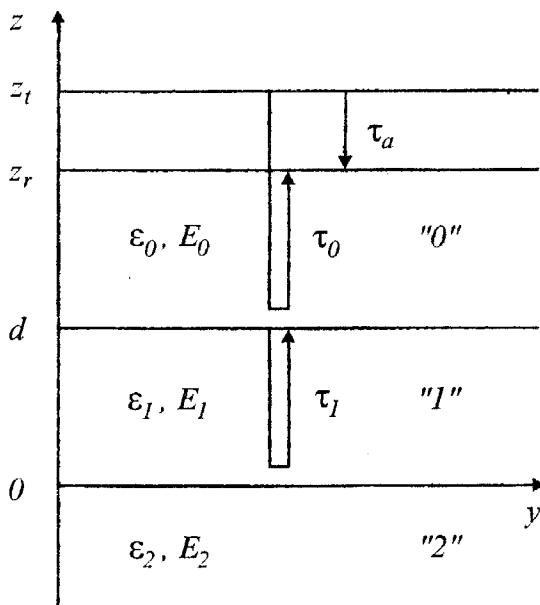


Рис.1. Геометрия задачи

2. Метод решения

В самом общем случае искомое поле дифракции с использованием функции Грина может быть представлено следующим образом:

$$E_{0y}(z_r, z_t, t) = \frac{4\pi}{c^2} j_{ym}^{ct} L^{-1} \left[p \hat{G}_{0y}(z_r, z_t, p) \hat{\phi}(p) \right] \quad (1)$$

где c - скорость света в вакууме; j_{ym}^{ct} - амплитуда плотности стороннего тока на плоскости излучения z_t , $L^{-1}[\dots]$ - символ обратного преобразования Лапласа; p - комплексная частота; $\hat{G}_{0y}(z_r, z_t, p)$ - изображение функции Грина в области $z > d$, которое находится как решение краевой задачи на диэлектрической структуре, изображенной на рис.1; $\hat{\phi}(p)$ - изображение функции $\phi(t)$, описывающей временную зависимость падающего поля.

3. Анализ решения

Итак, задача определения поля в области $z > d$ сводится к определению обратного преобразования Лапласа в (1).

Рассмотрим далее как общий случай, когда вид $\phi(t)$ не конкретизируется, так и частный случай, когда при определенном выборе $\phi(t)$ искомое поле $E_{0y}(z_r, z_t, t)$ удастся представить с помощью элементарных функций в свернутом виде.

1) $\phi(t)$ - некоторая произвольная функция времени. В этом случае интересующее нас аналитическое выражение для поля дифракции имеет вид

$$E_{0y}(z_r, z_t, t) = \frac{2\pi}{c} \cdot \frac{j_{ym}^{ct}}{\sqrt{\epsilon_0}} \cdot \left[\phi(t - \tau_a) + R_{01} \phi(t - \tau_0) + (1 - R_{01}^2) R_{12} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l-1} R_{01}^{l-1} R_{12}^{l-1} \phi(t - \tau_0 - l\tau_1) \right] \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_a &= (\sqrt{\epsilon_0} / c) |z_t - z_r|, \\ \tau_0 &= (\sqrt{\epsilon_0} / c) (z_t + z_r - 2d), \\ \tau_1 &= (\sqrt{\epsilon_1} / c) 2d; \\ R_{01} &= (\sqrt{\epsilon_0} - \sqrt{\epsilon_1}) / (\sqrt{\epsilon_0} + \sqrt{\epsilon_1}), \\ R_{12} &= (\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}) / (\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}), \end{aligned}$$

Величины τ_a, τ_0, τ_1 имеют следующий смысл (рис.1): τ_a есть время распространения импульса в полупространстве "0" непосредственно между плоскостью излучения и плоскостью приема; τ_0 - время распространения импульса, прошедшего путь от плоскости излучения до границы $z=d$ и вернувшегося к плоскости приема; τ_1 - время прохождения волной слоя "1" в прямом и обратном направлениях. R_{01}, R_{12} - коэффициенты отражения Френеля от границ областей "0"- "1" и "1"- "2", соответственно, для случая нормального падения плоской волны из полупространства "0". Выражение (2) наглядно описывает поле дифракции, возникающее как следствие отдельных переотражений внутри слоя "1".

2) Если $\phi(t)$ задать определенным образом, выражение, описывающее поле дифракции, можно записать не в виде суммы отдельных переотражений (2), а в свернутом виде.

С целью упрощения выкладок и для адекватного задаче зондирования выбора $\phi(t)$, есть смысл задать $\phi(t)$ подобно гармоническим функциям в виде комбинации двух экспонент:

$$\varphi(t) = \frac{1}{N} (e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}) \theta(t), \quad (3)$$

где $a_{1,2}$ - постоянные, задающие форму импульса; N - нормирующая постоянная; $\theta(t)$ - единичная функция Хевисайда ($\theta(t) = 1$ при $t > 0$, $\theta(t) = 0$ при $t \leq 0$). Такое определение зондирующего импульса позволяет легко моделировать практические формы однополярного импульса изменением отношения $\alpha = a_2/a_1$. Для $\alpha \gg 1$ импульс имеет затянутый задний фронт; если же $\alpha \rightarrow 1$, форма импульса стремится к предельной и задний фронт укорачивается.

Использование в качестве зондирующего сигнала импульса, приближающегося по форме к однополярному, представляется наиболее подходящим для облегчения интерпретации получаемых радиолокационных результатов. Важно отметить, что идеальный однополярный видеоимпульс излучен быть не может, так как не может быть передана постоянная составляющая его частотного спектра. В то же время, если реальную антенну возбудить током определенной формы, отношение верхней и нижней частот спектра которого не менее 10 [4], с достаточной для практических целей степенью точности в дальней зоне можно сформировать импульс, близкий по форме к однополярному. В этом случае в дальней зоне формируется двухполярный видеоимпульс с явно выраженным (по соотношению амплитуд) преобладанием одной полярности.

Обратное преобразование Лапласа в (1) находим используя методы теории функций комплексного переменного, суммируя вычеты в полюсах $\hat{G}_{0y}(z_r, z_l, p)$:

$$E_{0y}(z_r, z_l, t) = \frac{2\pi}{c} \cdot \frac{j_{ym}^{ct}}{\sqrt{\epsilon_0}} \times \\ \times [\varphi(t - \tau_a) + R_{01} I(t, \tau_0) + R_{12} I(t, \tau_0 + \tau_1)], \quad (4)$$

где

$$I(t, \tau) = \frac{1}{N} [\eta_n(a_1) e^{-a_1(t-\tau)} - \\ - \eta_n(a_2) e^{-a_2(t-\tau)}] \theta(t - \tau - \bar{n}\tau_1); \\ \eta_n(a_{1,2}) = [\text{ch}((\bar{n} + 1)\chi(a_{1,2})) \cos^2(\bar{n}\pi/2) - \\ - \text{sh}((\bar{n} + 1)\chi(a_{1,2})) \sin^2(\bar{n}\pi/2)] \times \\ \times \text{sech}(\chi(a_{1,2})) \exp(\bar{n}\chi(a_{1,2})),$$

$$\text{при } R_{01}R_{12} > 0; \\ \eta_{\bar{n}}(a_{1,2}) = \text{sh}((\bar{n} + 1)\chi(a_{1,2})) \times \\ \times \text{cosech}(\chi(a_{1,2})) \exp(\bar{n}\chi(a_{1,2})), \\ \text{при } R_{01}R_{12} < 0; \\ \chi(a_{1,2}) = \frac{1}{2} (a_{1,2}\tau_1 + \ln|R_{01}R_{12}|); \\ \bar{n} = \text{Entier} [(t - \tau)/\tau_1], \tau = \tau_0, \tau_0 + \tau_1.$$

4. Свойства рассеянных полей

Проанализируем ряд характерных физических явлений, происходящих при дифракции видеоимпульса. Для удобства при расчетах принято $|\tau_0 - \tau_a| \gg \Delta t$ (Δt - длительность импульса). Когда $\Delta t \geq \tau_1$, чтобы не загромождать поле рисунка импульсом $\varphi(t - \tau_a)$, положим $\tau_a < 0$ (при этом τ_a лишается своего прежнего физического смысла).

В случае "толстого слоя" ($\tau_1/\Delta t > 1$) поле дифракции представляет собой последовательность отдельных, не интерферирующих импульсов, первый из которых отражен от верхней границы слоя "1" и имеет амплитуду R_{01} . Его полярность зависит от соотношения ϵ_0 и ϵ_1 . Остальные импульсы являются следствием переотражений внутри слоя "1". С уменьшением $|R_{01}|$ при фиксированном R_{12} сокращается продолжительность наблюдаемого переходного процесса и возрастает его начальная амплитуда $((1 - R_{01}^2)R_{12})$. Уменьшение $|R_{12}|$ соответствует уменьшению отражения от границы $z=0$ внутрь слоя и процесс также завершается быстрее. Отметим, что при $\epsilon_0 < \epsilon_1 < \epsilon_2$ временной интервал между двумя ближайшими синфазными импульсами, являющимися результатом переотражений, составляет $2\tau_1$, тогда как при $\epsilon_1 > \epsilon_0, \epsilon_2$ он равен τ_1 .

Отсюда следует ряд выводов, которые можно использовать при зондировании природных сред. Так, например, если слой песка ($\epsilon_1 = 3$) расположен над водяной линзой ($\epsilon_2 = 84$), то можно будет наблюдать отрицательный импульс, отраженный от верхней границы слоя песка ($\epsilon_0 = 1 < \epsilon_1$), а за ним через время τ_1 - также отрицательный импульс, отраженный от нижней границы слоя

песка ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). Далее, в соответствии с условием $\epsilon_0 < \epsilon_1 < \epsilon_2$, наблюдается поле дифракции знакопеременного характера. Еще один пример, когда оптически более плотный слой глины ($\epsilon_1 = 3$) расположен на оптически менее плотной нефти ($\epsilon_2 = 2,65$). По-прежнему будет наблюдаться отрицательный импульс, отраженный от верхней

границы слоя глины ($\epsilon_0 = 1 < \epsilon_1$), тогда как следующий за ним импульс, отраженный от границы с нефтью, теперь положителен, и весь следующий переходной процесс составляют положительные импульсы в соответствии с условием $\epsilon_1 > \epsilon_0, \epsilon_2$. В обоих примерах о толщине слоя можно судить по величине τ_1 : $d = c\tau_1 / (2\sqrt{\epsilon_1})$.

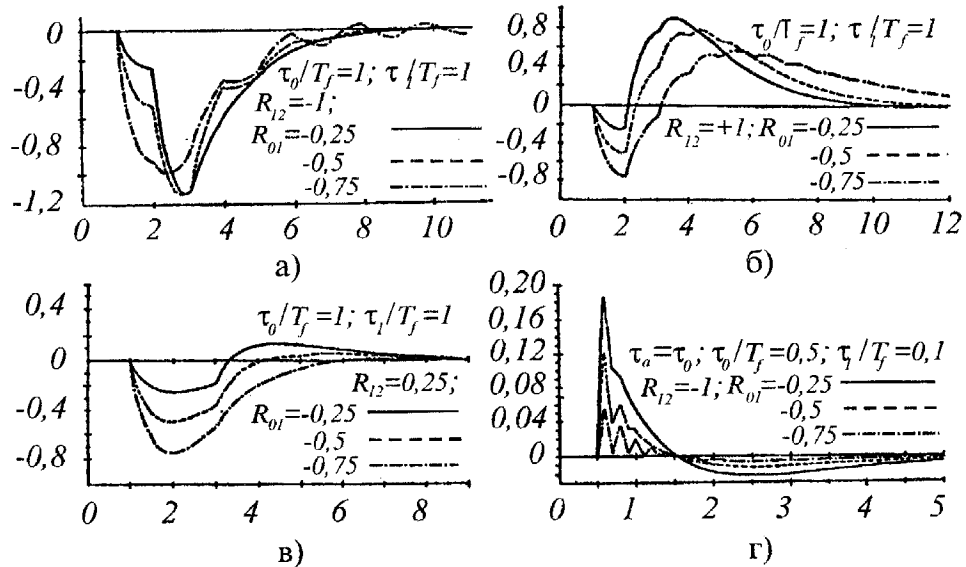


Рис.2. Зависимости полей дифракции от времени

В случае "тонкого слоя" ($\tau_1 / \Delta t < 1$) поля дифракции принимают значительно более сложную форму. Для их анализа расчеты выполнены по формуле (4) для импульса (3) ($\alpha = 1.0001$). Результаты расчетов изображены на рис. 2. По оси абсцисс отложено безразмерное время t / T_f (T_f - длительность переднего фронта импульса), по ординатам - нормированная напряженность электрического поля E_{0y} / E_{0y}^{\max} (E_{0y}^{\max} - амплитуда поля излученного импульса). На каждой координатной плоскости построено три графика для некоторого фиксированного R_{12} и трех различных R_{01} , изображенных сплошной линией, пунктиром и штрих-пунктиром. Как можно видеть (рис.2), форма дифрагировавшего импульса определяется отражением от границы $z=d$ и интерференционными процессами в слое "1". На рис. 2,а и рис. 2,б временной интервал от 1 до 2 соответствует импульсу, отраженному от верхней границы, интервал от 2 до 3 - импульсу, отраженному от нижней границы и наложившемуся на отражение от верхней границы и т.д. Ранее не взаимодейст-

вовавшие переотраженные импульсы теперь превратились в затухающее квазипериодическое колебание с основной частотой, соответствующей резонансной частоте в образовавшемся открытом диэлектрическом резонаторе (резонанс четвертьволновый в случае $\epsilon_1 > \epsilon_0, \epsilon_2$ и полуволновый при $\epsilon_1 > \epsilon_0, \epsilon_2$). Амплитуда этих колебаний убывает тем медленнее, чем выше дифракционная добротность резонатора (т.е. чем больше $|R_{01}|$ и $|R_{12}|$).

Кроме того, при увеличении $|R_{01}|$ наблюдается смещение второго максимума поля дифракции влево ($\epsilon_0 < \epsilon_1 < \epsilon_2$) или вправо ($\epsilon_0 < \epsilon_1 > \epsilon_2$) (рис. 2,а, рис. 2,б). Таким образом, по четвертьволновому или полуволновому резонансам, а также по направлению смещения второго максимума можно судить об увеличении или уменьшении оптических плотностей среды.

В рассматриваемом случае "тонкого слоя" также есть тенденция к увеличению скорости убывания переходного процесса при росте его начальной амплитуды в момент $t \approx \tau_0 + \tau_1 + T_f$, но с одной особенностью для $R_{01}R_{12} > 0$: в случае

$\tau_1/T_f = 0,5 \div 2$ при определенных соотношениях R_{01} , R_{12} и τ_1 вследствие синфазного сложения интерферирующих импульсов имеет место увеличение амплитуды напряженности дифрагированного электрического поля по сравнению с амплитудой поля излучаемого импульса E_{0y}^{\max} максимум в 1,2 раза (рис.2 а). Поясним это явление, рассматривая для простоты случай "толстого слоя" и примем $R_{01} = -0,5$, $R_{12} = -1$. Как видно, первые два импульса, отраженные от границ $z=d$ и $z=0$, синфазны. Амплитуда отражения от границы $z=d$ $R_{01} = -0,5$, а от $z=0$ $-(1 - R_{01}^2) = -0,75$, что в сумме превосходит -1 . Если же слой "1" тонкий (но не слишком), то рассматриваемые импульсы синфазно складываются и при определенном значении τ_1 и R_{01} суммарная амплитуда достигает экстремума, превышая E_{0y}^{\max} . Поэтому рост $|R_{01}|$ приводит к уменьшению амплитуды импульса (рис.2,а). Если $\tau_1 = 2T_f$ и $R_{12} = -0,5$, уровень сигнала в момент $t \approx \tau_0 + \tau_1 + T_f$ слабо зависит от $R_{01} < 0$. При $\tau_1/T_f \approx 1$ еще возможно рассмотреть отметки, позволяющие судить о расстоянии от верхней границы $z=d$ до нижней $z=0$. Эти отметки становятся более заметными, когда $|R_{01}| \approx 1$. Если же $\tau_1/T_f \ll 1$, отраженный импульс принимает форму, близкую к форме зондирующего импульса, и слой диэлектрика практически неразличим, если не предпринимать дополнительных мер по выделению информативной высокочастотной составляющей, наложившейся на видеоимпульсную несущую $\varphi(t - \tau_0)$.

На рис. 2,г представлен график зависимости $E_{0y}(t)/E_{0y}^{\max}$ для $\tau_0 = \tau_a$, $\tau_1/T_f = 0,1$. Таким образом, после исключения несущей стали отчетливо видны максимумы и минимумы, определяющиеся как и прежде четвертьволновым резонансом. Можно сделать вывод, что несмотря на то что пространственный размер импульса значительно превышает толщину слоя "1", отраженный сигнал, тем не менее, несет на себе информацию об этой толщине, которую возможно выделить.

Мы рассмотрели общий характер поведения полей дифракции для $R_{01}R_{12} > 0$ и $R_{01}R_{12} < 0$ для случаев $\epsilon_0 < \epsilon_1 < \epsilon_2$ и $\epsilon_1 > \epsilon_0, \epsilon_2$. При

$\epsilon_0 > \epsilon_1 > \epsilon_2$ и $\epsilon_1 < \epsilon_0, \epsilon_2$ поля отличаются только знаком.

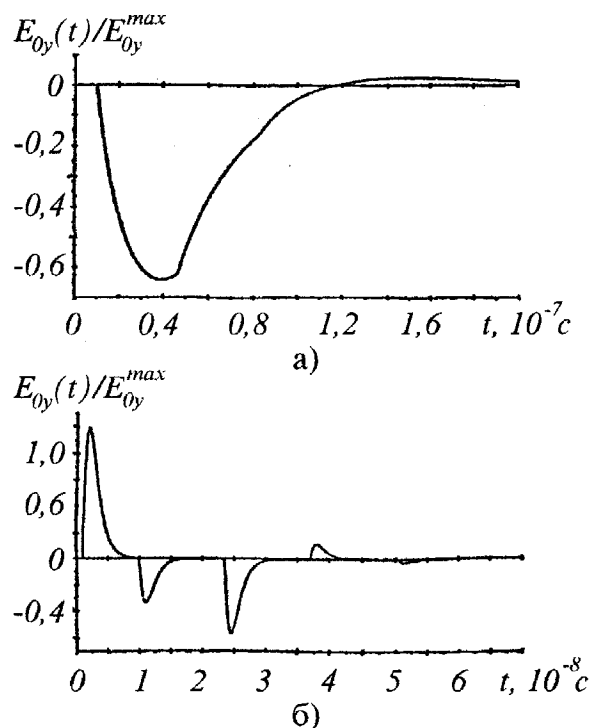


Рис.3. Зависимости полей дифракции от времени при падении видеоимпульса на слоистые структуры, образованные реальными природными средами:

а) среда "1" - песок ($\epsilon_1 = 21$); среда "2" - глина, гранит ($\epsilon_2 = 5$); $d=1,2$ м ($\tau_1 = 36,4$ нс); $T_f = 29,2$ нс ($\Delta t = 92$ нс);

б) среда "1" - гранит ($\epsilon_1 = 4$); среда "2" - вода ($\epsilon_2 = 84$); $d=1$ м ($\tau_1 = 13,5$ нс); $T_f = 0,97$ нс ($\Delta t = 3,1$ нс);

На рис.3 приведены результаты расчета полей дифракции для конкретных природных пород, когда среда "0" - воздух ($\epsilon_0 = 1$), а средами "1" и "2" являются такие распространенные материалы, как песок (влажность - $W=0,3 \div 0,4\%$), глина ($W=0,4\%$), гранит ($W=0\%$), вода. Данные об электрических свойствах сред взяты из [7]. Вид расчетных зависимостей определяется прежде всего соотношением между $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2$. Поскольку $\epsilon_0 < \epsilon_1$ кривые, описывающие дифракционные составляющие полей, начинаются с отрицательных выбросов. Как можно видеть из рис.3,а, отрицательный импульс переходит в монотонно убывающий положительный, что связано с тем, что $\epsilon_1 > \epsilon_2$, т.е. $R_{12} > 0$. Из рис. 3,б видно,

что, так как $\Delta t < \tau_1$, выходящие из слоя импульсы не перекрываются во времени. О толщине слоя "1" можно легко судить по величине их задержки относительно друг друга. В случае же $\Delta t > \tau_1$, дифракционная составляющая поля примет моноимпульсный характер и о толщине слоя будут свидетельствовать характерные изломы на кривой временной зависимости, что на практике должно приводить к затруднению в визуальном определении τ_1 . Как отмечалось выше, в подобных случаях возникает необходимость в обработке сигнала.

5. Границы применимости недиссипативной модели дифракции

5.1. Обобщенные электрические свойства природных сред

Рассмотренная модель может в определенных, заранее оговоренных рамках, описывать процессы дифракции видеоимпульса на реальных природных слоистых средах. В [1,7] приведены таблицы, содержащие результаты измерений диэлектрических свойств различных материалов. При этом в работе [7] указывается на то, что данные разных авторов часто плохо сопоставимы, что связано с различными условиями проведения эксперимента.

Таблица 1

Частота	Группа А		Группа Б	
	Γ , дБ/м	ϵ'	Γ , дБ/м	ϵ'
Гц				
10^6	0,02	8	0,01	5
$3 \cdot 10^6$	0,05	7	0,015	4,5
10^7	0,1	6	0,02	4
$3 \cdot 10^7$	0,4	5	0,1	4
10^8	1	4,5	0,2	3,5
$3 \cdot 10^8$	2	4,5	0,5	3,5
10^9	5	4,5	0,6	3,5
$3 \cdot 10^9$	10	4,5	0,8	3,5
10^{10}	20	4	1	3,5

Поэтому в ряде случаев целесообразно отдавать предпочтение систематизации свойств материалов, предложенной в [1], где на основании обобщения выделяются четыре основные группы материалов. Представляется целесообразным использовать при оценочных расчетах именно эту систематизацию, рассматривая в рамках данной постановки задачи лишь третью и четвертую группы (в наших обозначениях, соответственно, группы А и Б). Эти две группы включают в себя материалы с наименьшим затуханием:

А) сухие и увлажненные пески, известняки, сланцы, влажные угли и граниты, асфальт, бетон, кирпич;

Б) пресный лед, мрамор, сухие угли и гранит, кальцит, доломит, гипс, каменная соль, снег (для снега ϵ' меньше, чем для других сред этой группы).

Таблица 1 содержит частотные зависимости погонного коэффициента затухания Γ и реальной части диэлектрической проницаемости ϵ' для указанных выше групп материалов.

Оценочные вычисления мы проведем для различных форм видеоимпульсов, а предварительно рассмотрим их спектрально-временные свойства.

5.2. Спектрально-временные характеристики некоторых форм видеоимпульсов

Длительность Δt импульса $\varphi(t)$, заданного на полуоси $t \geq 0$, и ширину его спектра $\Delta f = \Delta\omega / 2\pi$ определим, пользуясь методикой описанной в [8], согласно которой Δt и Δf задаются уравнениями:

$$\int_0^{\Delta t} \varphi^2(t) dt = \eta \int_0^{\infty} \varphi^2(t) dt, \quad (5)$$

$$\int_0^{\Delta\omega} |S_{\varphi(t)}(i\omega)|^2 d\omega = \eta \int_0^{\infty} |S_{\varphi(t)}(i\omega)|^2 d\omega,$$

где η - относительная доля полной энергии импульса, приходящаяся на отрезок времени Δt или частотный интервал $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$;

$$|S_{\varphi(t)}(i\omega)| = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) e^{-i\omega t} dt \right| \quad - \text{ амплитудный}$$

спектр $\varphi(t)$. Если импульс задан для промежутка времени $-\infty < t < \infty$, пределы интегрирования в первом уравнении (5) следует соответствующим образом изменить.

Сопоставим свойства различных форм видеоимпульсов:

1) экспоненциальный импульс вида $\varphi(t) = e^{-\beta t}$, где β - постоянная;

2) предел функции, заданной формулой (3) при $\alpha \rightarrow I + 0$

$$\varphi_{n\rho}(t) = \lim_{\alpha \rightarrow I+0} \varphi(t) = At e^{1-A t}, \quad A = I/T_f;$$

3) Треугольный импульс вида

$$\varphi(t) = \begin{cases} 1 - 2 \frac{|t|}{\tau}, & t \in [-\tau/2, \tau/2]; \\ 0, & t \notin [-\tau/2, \tau/2]; \end{cases}$$

4) Гауссовский импульс

$$\varphi(t) = \exp[-t^2 / (2a^2)],$$

где a - некоторая постоянная.

Так, например, для импульса вида 2), использованного при расчете полей дифракции (в формуле (3) принято $\alpha = 1,0001$), спектрально-временные характеристики описываются формулами

$$1 - \left[2 \left(\frac{\Delta t}{T_f} \right)^2 + 2 \frac{\Delta t}{T_f} + 1 \right] \exp \left(-2 \frac{\Delta t}{T_f} \right) = \eta,$$

$$\frac{2}{\pi} \left[\frac{\Delta \omega T_f}{1 + (\Delta \omega T_f)^2} + \arctg(\Delta \omega T_f) \right] = \eta.$$

Соответствующие зависимости $\Delta t/T_f, \Delta f \cdot T_f$ и $\Delta t \cdot \Delta f$ от η приведены на рис.4.

Результаты расчетов $\Delta t \cdot \Delta f$ для четырех рассматриваемых импульсов, в предположении $\eta = 0,95$, приведены в табл.2.

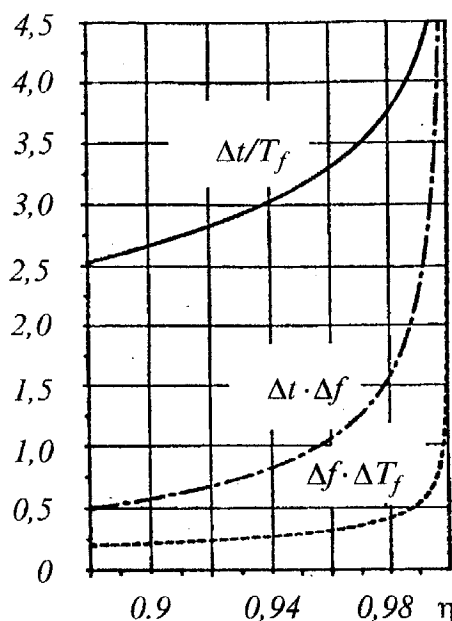


Рис.4. Зависимости безразмерных: длительности импульса $\Delta t/T_f$, ширины спектра $\Delta f \cdot T_f$ и $\Delta t \cdot \Delta f$ от относительной доли полной энергии η для импульса $\varphi(t) = (t/T_f) \exp(1 - t/T_f)$.

Если сравнивать проникающую способность различных импульсов одинаковой длительности Δt , окажется, что на большую глубину h без значительного искажения формы способен проникнуть импульс с минимальным произведением $\Delta t \cdot \Delta f$, т.е. тот, у которого та же доля энергии сосредоточена в более узком частотном интервале. Это связано с увеличением затухания в диэлектриках при повышении частоты. Если сопоставлять разрешающую способность импульсов с одинаковой шириной спектра, снова можно заключить, что наиболее подходящим является импульс с минимальным произведением $\Delta t \cdot \Delta f$.

Таблица 2.

Частотно-временные параметры	Импульс			
	экспоненциальный	$At \cdot \exp(1 - At)$	треугольный	гауссовский
Δt	$1,5/\beta$	$3,15 T_f$	$0,63 \cdot \tau$	$2,75 \cdot a$
Δf	$2 \cdot \beta$	$0,29/T_f$	$1/\tau$	$0,22/a$
$\Delta t \cdot \Delta f$	3	0,92	0,63	0,6

На основании произведенных оценочных вычислений можно утверждать, что оптимальной формой для зондирующего сигнала является гауссовский видеоимпульс (табл.2). Величина $\Delta t \Delta f$, найденная для импульса вида $\varphi_{np}(t) = At e^{1-At}$, занимает промежуточное положение среди соответствующих характеристик других рассмотренных импульсов.

5.3. Оценка эффективности использования различных видеоимпульсов в рамках рассматриваемой модели и границ ее применимости

Построенная модель дифракции в определенной степени идеализирует реальную физическую картину. Помимо обоснованного пренебрежения потерями в среде допускается, что излучающее устройство является идеальным, то есть в отличие от реального, без искажений передает весь спектр частот видеоимпульса, включая и нулевую частоту.

Для низкочастотных спектральных составляющих зондирующего сигнала, когда реальная среда по свойствам приближается к металлу, модуль коэффициента отражения от ее границы с воздухом велик: низкие частоты проникают в зондируемую среду слабо (хотя и затухают в слое медленнее верхних частот), причем нулевая частота в нашем идеальном случае отражается полностью [9]. С другой стороны, в высокочастотной части спектра существенную роль играет затухание электромагнитных волн. Можно выделить интервал частот, на котором среду в рассматри-

ваемой модели допустимо приближенно рассматривать как идеальный диэлектрик без потерь.

Как следует из работы [9], начало импульса, вошедшего из воздуха в поглощающую среду, сохраняет исходную полярность, однако, из-за отражения от границы нижних частот его спектра, у него появляется "хвостовая" часть противоположной полярности.

Таким образом, ориентируясь на начало импульсных откликов, возможно оценивать соотношение оптических плотностей граничащих друг с другом слоев, и эта оценка будет совпадать с оценкой, полученной на основании анализа знаков соответствующих коэффициентов отражения, определяемых из недиссипативной модели.

Сформулируем условия, гарантирующие незначительные искажения импульса, излученного идеальным излучателем и прошедшего через границу раздела вглубь слоя и обратно. Для этого положим, что гармонические составляющие видеоимпульса до частоты f_b содержат 95% его энергии и при распространении в слое допустимой толщины в прямом и обратном направлениях ослабляются не более, чем на 1 дБ, причем, как следует из табл.1, наибольшее затухание соответствует частоте f_b , по которой далее определим допустимую глубину зондирования. Можно принять, как предельный случай, что частоты $f > f_b$ ослабляются полностью.

Проанализируем, во-первых, как влияет на форму импульса усечение его спектра снизу и сверху, происходящее реально: при этом найдем в каком случае импульс, восстановленный по ограниченному спектру незначительно отличается по форме от исходного, определив минимально допустимую величину отношения верхней частоты усеченного спектра $f_b (\eta = 0.95)$ к нижней f_n . Во-вторых, при какой f_n модуль коэффициента отражения R_{01}^n , вычисленного с учетом потерь, практически совпадает с модулем R_{01} , найденным без их учета. Таким образом, при известных величинах $f_b (\eta = 0.95) / f_n$ и f_n станут известными частоты f_b , которые могут ограничивать спектры видеоимпульсов сверху, что на основании результатов параграфа 5.2 даст возможность судить о допустимых длительностях последних в рамках рассматриваемой модели дифракции, а также о допустимых глубинах зондирования конкретных сред.

Мы не будем останавливаться на полосовых свойствах какой-либо конструкции видеоимпульсной антенны, отметим только, что ее рабочая частота начинается не с нуля и для нижней частоты спектра сигнала, сформированного в

дальней зоне, в нашем случае должно быть справедливо соотношение $R_{01}^n(f_n) \approx R_{01}$.

В табл.1, цитируемой из [1], приведены данные для двух групп природных сред, обладающих малым затуханием. Сравним величину модуля коэффициента отражения R_{01}^n на частоте $f = 1 \text{ МГц}$ с модулем коэффициента отражения R_{01} , вычисленным при той же величине ϵ'_1 без учета потерь. Для материалов группы А (с несколько большим затуханием) удельная проводимость σ_1 , согласно вычислениям, составляет $3,15 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ (σ_1 можно найти при известных Γ , f и ϵ'_1). Модуль коэффициента отражения R_{01}^n определяется выражением

$$|R_{01}^n| = \frac{|\sqrt{\dot{\epsilon}'_0} - \sqrt{\dot{\epsilon}'_1}|}{|\sqrt{\dot{\epsilon}'_0} + \sqrt{\dot{\epsilon}'_1}|} \Big|_{\dot{\epsilon}'_0 = 1} = \sqrt{\frac{(1 - \text{Re} \sqrt{\dot{\epsilon}'_1})^2 + \text{Im}^2 \sqrt{\dot{\epsilon}'_1}}{(1 + \text{Re} \sqrt{\dot{\epsilon}'_1})^2 + \text{Im}^2 \sqrt{\dot{\epsilon}'_1}}}$$

где $\dot{\epsilon}'_1 = \epsilon'_1 - i\epsilon''_1$,

$$\begin{pmatrix} \text{Re} \\ \text{Im} \end{pmatrix} \sqrt{\dot{\epsilon}'_1} = \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{2} \left[\pm 1 + (1 + tg^2 \delta)^{1/2} \right]}$$

$tg \delta = \frac{2\sigma_1}{\epsilon'_1 f}$ - тангенс угла диэлектрических потерь.

Вычисления дают: $|R_{01}^n| = 0,4786$. Если потери не учитывать, то

$$|R_{01}| = \left| \frac{1 - \sqrt{\epsilon'_1}}{1 + \sqrt{\epsilon'_1}} \right| = 0,4776$$

Как и следовало ожидать, $|R_{01}^n| > |R_{01}|$, однако потери при $f = 1 \text{ МГц}$ практически не оказывают влияния на рост величины модуля коэффициента отражения. Поэтому, для определенности, исходя из имеющихся у нас данных о свойствах природных материалов, примем, что нижняя частота в спектре излученного сигнала в дальней зоне не менее 1 МГц (табл.1).

Как показывают расчеты, выполненные для импульса вида $\varphi_{np}(t) = At e^{1-At}$, которому при $\eta = 0,95$ соответствует $\Delta \omega T_f = 1,822$ (табл.2), импульс, восстановленный по относительному частотному интервалу

$$\Delta\omega T_f / 30 = 0,061 \div \Delta\omega T_f = 1,822$$

(при относительном периоде следования $T/T_f = 500$), искажен незначительно. Поэтому положим, что $f_b/f_n \geq 30$, т.е. $f_b \geq 30$ МГц. К примеру, при $\Delta f = 300$ МГц, нижняя частота в спектре составляет не более 10 МГц и не менее 1 МГц.

На основании табл.1, содержащей частотную зависимость погонного коэффициента затухания Γ , дБ/м, монотонно увеличивающегося с ростом частоты, для выбранной частоты $f = f_b$ можно рассчитать допустимую глубину h для зондирования импульсом, у которого данная частота является верхней частотой спектра. При этом, как сказано выше, под h будем понимать глубину, после прохождения которой в прямом и обратном направлениях (за время τ_1) монохроматический сигнал частоты f_b подвергнется ослаблению на 1 дБ. Тогда, допуская возможность ослабления гармоник частоты f_b до 3 дБ, мы задаем интервал времени величиной $3\tau_1$, на котором потери в среде не приводят к значительному искажению формы исходного импульса и, следовательно, к значительному отлнчению реальной временной зависимости поля дифракции от рассчитанной. Таким образом, $h = 1\text{дБ}/(2\Gamma)$.

В дальнейших рассуждениях нам понадобится также оценивать значение разрешающей способности $\Delta r = c\Delta t / (2\sqrt{\epsilon'_1})$, где c - скорость света в вакууме. В силу незначительности потерь в данном случае $\text{Re}\sqrt{\epsilon'_1} \approx \sqrt{\epsilon'_1}$, и фазовые искажения

спектра зондирующего импульса, вызванные потерями, в пределах допустимых глубин h за время $3\tau_1$, не превышают $0,4^\circ$; величину ϵ'_1 будем выбирать соответствующей верхней частоте спектра, как минимальную в интервале частот Δf и потому самую "невыгодную". Может оказаться, что вычисленная допустимая глубина $h = h(\Gamma(f_b))$ превосходит разрешающую способность $\Delta r = \Delta r(\Delta t(f_b))$, что нас устраивает, но с другой стороны может случиться, что Δr окажется больше, чем h . Последний случай неприемлем и говорит о существовании области, в которой данная модель дифракции не работает. Итак, чтобы установить границы применимости модели, помимо вычисления допустимых глубин зондирования h для длительности импульса Δt необходимо проверить истинность неравенства $\Delta r(\Delta t(f_b)) \leq h(\Gamma(f_b))$.

Для импульса вида $\Phi_{np}(t) = At e^{-At}$ условие $\Delta r \leq h$ в случае сред группы А начинает выполняться при $\Delta r = 0,22$ м и $h = 0,25$ м. Разрешающая способность Δr обеспечивается, если $\Delta t = 3,1$ нсек. При $h < 0,25$ м условие $\Delta r \leq h$ продолжает выполняться, т.е. для зондирования глубины меньше $h = 0,25$ м потребуются импульсы с $\Delta t \leq 3,1$ нсек. Ориентировочные величины Δt и h , полученные из аналогичных рассуждений для сред групп А и Б и различных видеоимпульсов, приведены в таблице 3.

Таблица 3

Допустимые Δt и h	Импульс							
	экспоненциальный		$At \cdot \exp(-At)$		треугольный		гауссовский	
	гр. А	гр. Б	гр. А	гр. Б	гр. А	гр. Б	гр. А	гр. Б
Δt , нс	0,3	0,3-30	0,092-3,1	0,092-31	0,063-6,3	0,063-21	0,06-6	0,06-20
h , м	0,03	0,5-2,5	0,03-0,25	0,5-5	0,03-0,5	0,5-5	0,03-0,5	0,5-5

Как было показано выше, для измерения глубины залегающего отражателя с использованием видеоимпульсов условие $\Delta r \leq h$ можно нарушить, если применить обработку сигнала. Это позволит при том же допустимом затухании зондировать большие глубины, используя импульсы большей длительности (но не удовлетворяющие условию $\Delta r \leq h$). Тогда, например, допущение

$\tau_1 / \Delta t = 0,1$ ($\tau_1 / T_f = 0,63$), требует выполнения неравенства $h \geq 0,1\Delta r$. Для экспоненциального импульса это означает возможность применения длительностей $\Delta t < 100$ нс с целью зондирования глубин h до 1,25 м (материалы группы А).

Отметим, что найденные границы применимости модели могут быть расширены, если в каком-

либо частном случае это позволяют данные для материалов, полученные в конкретных условиях.

Заключение

Проведенное теоретическое исследование дифракции нестационарной волны на диэлектрическом слое без потерь показывает, что по форме отраженного сигнала можно судить о толщине и диэлектрических проницаемостях сред, при этом значительно повысив глубину зондирования с сохранением разрешающей способности. Кроме того, применяя обработку сигнала, можно определять толщину слоя значительно более тонкого, чем пространственная длительность импульса.

Произведенная оценка границ применимости рассмотренной недиссипативной модели показала, что она применима для описания полей дифракции при зондировании сред обобщенной группы А (п. 5.1) на глубину до 0,5 м и сред обобщенной группы Б на глубину до 5 м для интервала времени $3\tau_1$, отсчитываемого от момента прихода импульса, отраженного от верхней границы слоя "1" (τ_0).

Описанный подход к решению задачи нестационарного возбуждения слоистых сред может быть распространен также на случай наклонного падения волны на многослойник и на случай наличия потерь в зондируемых слоях.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить признательность А.И.Тимченко и В.В.Борисову за конструктивную помощь в процессе работы над данной проблемой.

Литература

1. Финкельштейн М.И., Кутев В.А., Золотарев В.П. Применение радиолокационного подповерхностного зондирования в инженерной геологии. Под ред. М.И.Финкельштейна. Москва, Недра, 1986, 128 с.
2. Андреев Г.А., Заенцев Л.В., Яковлев В.В. Зарубежная радиоэлектроника. 1991, 2, с. 3-22.
3. Астанин Г.А., Костылев А.А. Основы широкополосных радиолокационных измерений. Москва, Радио и связь, 1989, 192 с.
4. Хармут Х. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. Москва, Радио и связь, 1985 г, 376 с.
5. Cook J.C. Geophysics, 1975, vol. 40, No 5, p. 865-885.
6. Веселов Г.И., Кирпа А.И., Платонов Н.И. Радиотехника и электроника, 1985, том 30, вып. 9, с. 1702-1708.
7. Финкельштейн М.И., Мендельсон В.Л., Кутев В.А. Радиолокация слоистых земных покровов. Под ред. М.И. Финкельштейна. Москва, Сов. радио, 1977, 176 с.
8. Харкевич А.А. Спектры и анализ. Москва, Гос. издательство технико-теоретической литературы, 1957, 234 с.
9. Кинг Р., Смитт Т. Антенны в материальных средах. 1 книга. Москва, Мир, 1984, 416 с.

Sounding of Layered Dielectric Structures with Video Pulses

S.O. Masalov and O.O. Puzanov

The physical features pertinent to the transient process of nonstationary plane wave diffraction by a dielectric slab placed on a dielectric half space have been analysed from the standpoint of possible employment of the theoretical results to the analysis of information provided by a subsurface sounding system. The applicability limits of the diffraction model considered are evaluated.