



Об условиях возникновения “ложных” отражений при численном моделировании рассеяния видеоимпульсов на слоистых диэлектрических структурах

А. О. Пузанов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
Украина, 61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12
E-mail: puzanov@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2002 г.

Рассмотрены условия возникновения “ложных” отражений при моделировании рассеяния нестационарных электромагнитных волн на многослойных диэлектрических структурах, а также предложен способ коррекции частотных зависимостей электрических характеристик диэлектрических сред на ограниченном интервале частот.

Розглянуто умови виникнення “фальшивих” відбиттів при моделюванні розсіяння нестационарних електромагнітних хвиль на багатословових діелектричних структурах, а також запропоновано спосіб корекції частотних залежностей електричних характеристик діелектричних середовищ на обмеженому інтервалі частот.

Введение

Как было показано в работах [1, 2], ряд полученных экспериментальным путем данных для частотных зависимостей диэлектрической проницаемости $\epsilon^r(f)$ и удельной проводимости $\sigma(f)$ земных пород [3] в некоторых случаях оказывается непригодным для вычислений полей рассеяния видеоимпульсов на грунтовых структурах большой мощности. Несовершенства указанных выше данных эксперимента обусловлены нарушением в них взаимосвязи между реальной и мнимой частями комплексной диэлектрической проницаемости в широкой полосе частот. Как известно, взаимосвязь эта устанавливается дисперсионными соотношениями Крамерса-Кронига, в основе которых лежит принцип причинности. Его нарушение проявляется в появлении “ложных” отражений, предшествующих основному информационному отклику [1]. Такой эффект в ряде случаев (например, небольшая

мощность зоны аэрации (ЗА), невысокие значения влажности составляющей ее породы) влияет на результаты вычислений незначительно, т. к. “ложные” отражения практически неразличимы на фоне сравнительно больших по амплитуде основных информационных откликов. Однако при выполнении вычислений для мощных ЗА (мощностью более пяти метров при длительностях импульса 5÷10 нс) этим фактором пренебречь уже нельзя. Для моделирования рассеяния видеоимпульсов на слоистых диэлектрических структурах нами используются известный метод нормальных импедансов в частотной области [4] и численное преобразование Фурье для перевода решения во временную область [5-7].

Целью настоящей работы является выяснение условий возникновения эффекта “ложных” отражений на различных участках рассчитываемого переходного процесса, а также рассмотрение возможного способа внесения коррекции в частотные зависимости электри-

ческих характеристик диэлектриков в широкой, но конечной полосе частот.

1. Оценка влияния искажений частотных зависимостей исходных данных на результаты вычислений рассеянного поля

Оценим влияние искажений частотных зависимостей электрических характеристик среды на результаты вычислений рассеянного слоистой структурой нестационарного электромагнитного поля. Для этого выберем в качестве точной модели комплексной диэлектрической

проницаемости $\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \epsilon^r - i \frac{\sigma}{2\pi f}$ формулу Дебая, полученную на основании релаксационной теории [3, 8]. Внося искажения в точную модель $\hat{\epsilon}$, проанализируем результаты вычислений электрического поля, отраженного от однородного слоя (см. рис. 1). Предположим, что падающий импульс длительностью 10 нс имеет гауссову зависимость от времени. Отражающий слой образован пресной водой, а граничащее с ним нижнее полупространство (также однород-

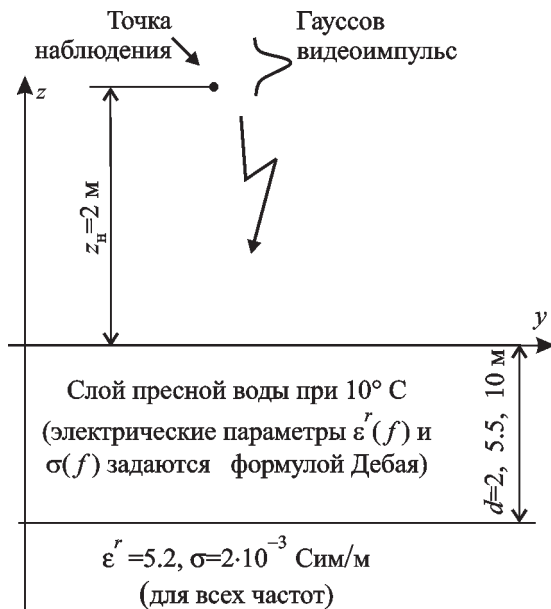


Рис. 1. Геометрия задачи

ное) – материалом, диэлектрическая проницаемость которого $\epsilon^r = 5.2$, а удельная проводимость $\sigma = 2 \cdot 10^{-3}$ Сим/м для всех частот. Проанализируем случаи, когда мощность слоя воды d составляет 2 м, 5.5 м и 10 м. Высоту точки наблюдения примем $z_H = 2$ м, угол падения $\theta^{пад} = 0^\circ$, продолжительность расчетного временного интервала $D_t = 2$ мкс для $d = 2$ м и $d = 5.5$ м, $D_t = 10$ мкс для $d = 10$ м. Рассмотрение структуры с однородными областями позволит выделить эффект появления “ложных” импульсов, исключив влияние прочих отражений в неоднородном диэлектрике.

Согласно [8]

$$\epsilon^r(f, \Theta) = \epsilon^r(\infty) + \frac{\epsilon^r(0, \Theta) - \epsilon^r(\infty)}{1 + [2\pi f \tau(\Theta)]^2},$$

$$\sigma(f, \Theta) = \omega^2 \tau(\Theta) \epsilon_0 \frac{\epsilon^r(0, \Theta) - \epsilon^r(\infty)}{1 + [2\pi f \tau(\Theta)]^2},$$
(1)

где $\epsilon^r(\infty)$ – значение относительной диэлектрической проницаемости при $\omega \rightarrow \infty$; $\epsilon^r(0, \Theta)$ – значение относительной диэлектрической проницаемости при $f \rightarrow 0$; f – угловая частота, рад/с; Θ – температура, °С; $\tau(\Theta)$ – время релаксации молекул, с; $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для пресной воды $\epsilon^r(\infty) \approx 4.9$ [8], а зависимости времени релаксации молекул от температуры $\tau(\Theta)$ и значение $\epsilon^r(0, \Theta)$ представляются следующими эмпирическими зависимостями:

$$\tau(\Theta) = 1.111 \cdot 10^{-10} - 3.824 \cdot 10^{-12} \Theta + 6.938 \cdot 10^{-14} \Theta^2 - 5.096 \cdot 10^{-16} \Theta^3,$$

$$\epsilon^r(0, \Theta) = 88.045 - 0.415 \Theta + 6.295 \cdot 10^{-4} \Theta^2 + 1.075 \cdot 10^{-5} \Theta^3.$$

Заметим, что формулы (1) не учитывают ионную проводимость и неприменимы, в частности, для описания электрических свойств морской воды. Ионная проводимость

может быть учтена путем добавления слагаемого $\sigma(0)$ к правой части второго уравнения (1) [8].

Остановимся на зависимостях $\sigma(\omega, \Theta)$ и $\epsilon^r(\omega, \Theta)$ для пресной воды при $\Theta = 10^\circ \text{C}$. Рассчитанные по формулам (1) кривые для $\epsilon^r(f)$ и $\sigma(f)$ изображены на рис. 2 жирными линиями.

Для моделирования искажений зависимости $\sigma(f)$ образуем семейство функций $\sigma_s(f)$, которые определим выражением $\sigma_s(f) = 10^s \sigma(f)$ (см. рис. 2). При $s = 0$ искажения отсутствуют и $\sigma_s(f) = \sigma(f)$. Будем рассматривать случаи, когда s принимает значения $\pm 0.5, \pm 1, \pm 1.5$ и соответственно отношение $\sigma_s(f)/\sigma(f)$ составляет 0.0316 ($s = -1.5$), 0.1 ($s = -1$), 0.316 ($s = -0.5$), 3.16 ($s = 0.5$), 10 ($s = 1$) и 31.6 ($s = 1.5$). Зависимость $\epsilon^r(f)$ оставим без изменений. Отметим, что хотя при $s \neq 0$ введенные функции $\sigma_s(f)$ имеют размерность удель-

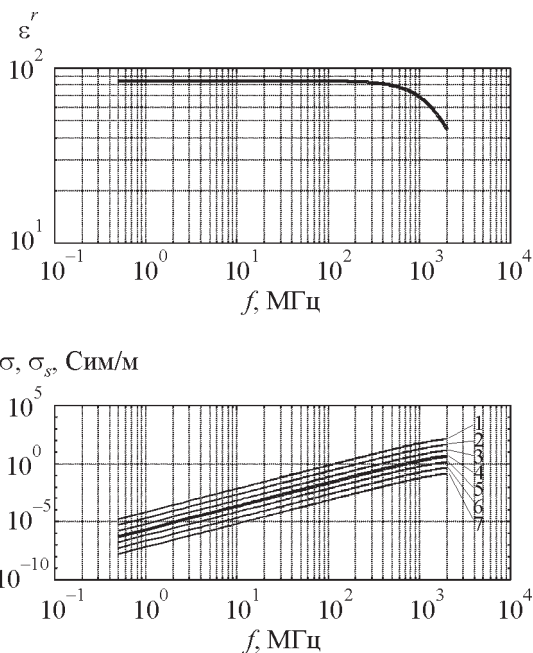


Рис. 2. Частотные зависимости относительной диэлектрической проницаемости и удельной проводимости пресной воды при 10°C , вычисленные на основании релаксационной теории Дебая, ($s = 0$, жирная линия) и семейство функций $\sigma_s(f)$ (нежирные линии): 1 – $s = 1.5$; 2 – $s = 1$; 3 – $s = 0.5$; 4 – $s = 0$; 5 – $s = -0.5$; 6 – $s = -1$, 7 – $s = -1.5$

ной проводимости, однако в нашем случае не являются ею с физической точки зрения. Ведь

функции $\hat{\epsilon}_s(f) = \epsilon_0 \epsilon^r(f) - i \frac{\sigma_s(f)}{2\pi f}$ не имеют смысла комплексной диэлектрической проницаемости среды, поскольку их реальные и мнимые части не связаны между собой соотношениями Крамерса-Кронига (см. [11] или ниже – формулы (4)). Поэтому, говоря о зависимостях $\sigma_s(f)$ при $s \neq 0$, слово проводимость будем брать в кавычки.

Искажения временной зависимости рассеянного электрического поля, связанные с изменением параметра s , охарактеризуем следующими величинами (схема переходного процесса приведена на рис. 3): $\Delta\tau_{\text{max}}^s$ – временной интервал между максимумами отражения от верхней границы структуры и первым отражением от нижней границы; Δt_{H}^s – длительность импульса, отраженного от нижней границы; A_{B}^s – амплитуда импульса, отраженного от верхней границы; A_{H}^s – амплитуда импульса, отраженного от нижней границы; $A_{\text{B}}^{\prime s}$ – амплитуда “ложного” отражения от верхней границы; $A_{\text{H}}^{\prime s}$ – амплитуда “ложного” отражения от нижней границы.

Поведение первых четырех параметров опишем их отклонением от значения, соответствующего случаю отсутствия искажений ($s = 0$), в процентах, например $\left[\frac{(\Delta\tau_{\text{max}}^s - \Delta\tau_{\text{max}}^0)}{\Delta\tau_{\text{max}}^0} \right] \cdot 100\%$.

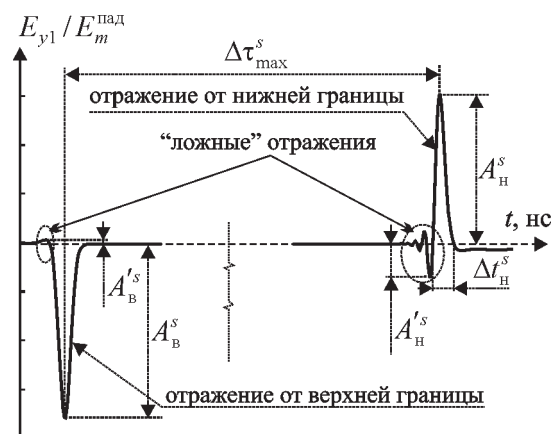


Рис. 3. Схема переходного процесса и основные характеризующие его параметры

Поведение последних двух параметров, т. е. амплитуд “ложных” отражений, опишем отношением их значений к амплитудам импульсов, которым они предшествуют, в процентах, т. е. $A'_b/A_b^s \cdot 100\%$ и $A'_n/A_n^s \cdot 100\%$.

Трансформацию переходного процесса во временной области, обусловленную изменением параметра s , проиллюстрируем на примере

вычислений для слоя воды мощностью 5.5 м (рис. 4 и рис. 5). Поскольку при других мощностях слоя процессы на качественном уровне остаются аналогичными, рассмотрение двух оставшихся случаев ограничим лишь сопоставлением необходимых количественных оценок.

Как можно видеть (см. рис. 4 и рис. 5), в зависимости от того, в сторону уменьше-

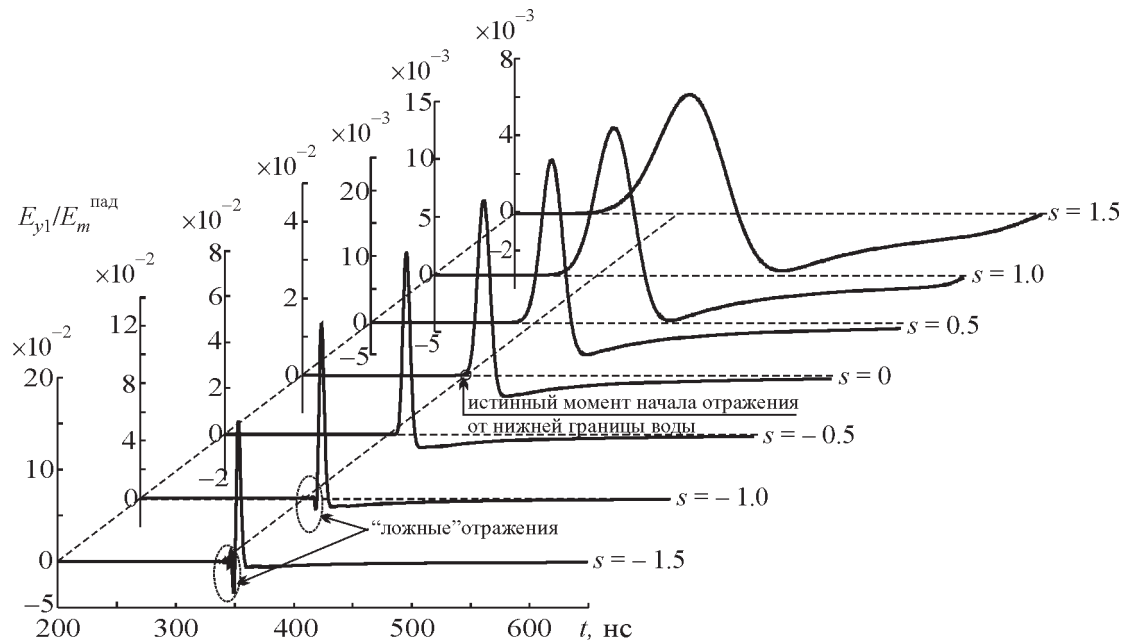


Рис. 4. Временные зависимости амплитуды импульса, отраженного от нижней границы слоя воды, при различной степени искажений частотной зависимости удельной проводимости (толщина слоя воды 5.5 м)

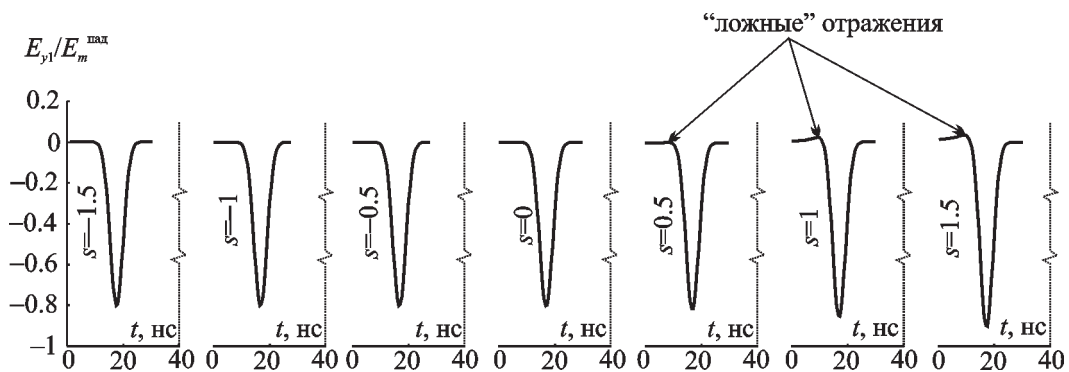


Рис. 5. Временные зависимости амплитуды импульса, отраженного от верхней границы слоя воды, при различной степени искажений частотной зависимости удельной проводимости (толщина слоя воды 5.5 м)

ния или увеличения искажена зависимость $\sigma(f)$, эффект появления “ложных” отражений проявляется на различных участках временной зависимости переходного процесса. Так отклонение $\sigma(f)$ в сторону уменьшения ($s < 0$) приводит к возникновению “ложного” импульса отрицательной полярности непосредственно перед отражением от нижней границы слоя воды. Если же функция $\sigma(f)$ искажена в сторону увеличения ($s > 0$), “ложное” отражение возникает в другом характерном месте переходного процесса и наблюдается перед импульсом, возвращающимся от верхней границы воды. Однако теперь относительная амплитуда “ложного” импульса (по отношению к амплитуде импульса, которому он предшествует) значи-

тельно меньше, чем в предыдущем случае. Чем большие искажения внесены в зависимость $\sigma(f)$, тем большей оказывается амплитуда “ложного” отражения на том или ином участке переходного процесса. В то же время при сравнительно небольших искажениях функции $\sigma(f)$ ($s = \pm 0.5$) “ложные” импульсы не возникают, а наблюдаются лишь изменения длительности и амплитуды отражения от нижней границы воды.

При изменении s временной интервал между максимумами отражений от верхней и нижней границ $\Delta\tau_{\max}^s$ изменяется не более чем на 0.2 % при отрицательных s ($d = 5.5$ м, $s = -1.5$) и не более чем на 1.65 % при положительных s ($d = 10$ м, $s = 1.5$) (см. табл.). Наряду с этим при отрицательных s длительность $\Delta t_{\text{н}}^s$

Таблица. Зависимость основных характеристик переходных процессов от параметра s , характеризующего искажения частотной зависимости удельной проводимости, для различных мощностей слоя воды

d , м	s	$\frac{\Delta\tau_{\max}^s - \Delta\tau_{\max}^0}{\Delta\tau_{\max}^0}, \%$	$\frac{\Delta t_{\text{н}}^s - \Delta t_{\text{н}}^0}{\Delta t_{\text{н}}^0}, \%$	$\frac{A_{\text{в}}^s - A_{\text{в}}^0}{A_{\text{в}}^0}, \%$	$\frac{A_{\text{н}}^s - A_{\text{н}}^0}{A_{\text{н}}^0}, \%$	$A_{\text{в}}^s / A_{\text{в}}^0, \%$	$A_{\text{н}}^s / A_{\text{н}}^0, \%$
2	-1.5	-0.08	-62.6	0	60	0	13
	-1	0	-57.6	0	60	0	4
	-0.5	0	-41	0	60	0	0.4
	0.5	0	40.2	0	-43	0	0
	1	-0.08	175	1.9	-70	0.13	0
	1.5	-1	339	6.9	-84	2.41	0
5.5	-1.5	-0.2	-70	0.3	236	0	22.8
	-1	0	-65	0.3	166	0	6.9
	-0.5	0	-42	0.5	74	0	0
	0.5	-0.03	66	0	-46	0	0
	1	-0.63	171	1.9	-72	0.14	0
	1.5	-1.52	330	6.7	-87	2.49	0
10	-1.5	-0.16	-73.9	0	292	0	26.6
	-1	-0.16	-67.8	0	192	0	5.9
	-0.5	0	-44	0	79.9	0	0.04
	0.5	-0.18	80.4	0	-88.7	0	0
	1	-0.67	65.8	1.8	-73.2	0.14	0
	1.5	-1.65	388	6.7	-87.4	2.42	0

импульса, отраженного от нижней границы, может уменьшиться на 73.9 % ($d = 10$ м, $s = -1.5$), а при положительных s возрасти на 38.8 % ($d = 10$ м, $s = 1.5$). Это говорит о том, что определение временной задержки импульса по “моменту прихода” становится некорректным (рассчитанная кривая в этом случае уже не характеризует истинный переходной процесс).

Амплитуда A_b^s импульсов, возвращающихся от верхней границы слоя воды, мало чувствительна к искажениям функции $\sigma(f)$. При $s = 1.5$ для любой мощности слоя воды значение A_b^s может возрасти приблизительно на 7 % по сравнению со случаем отсутствия искажений ($s = 0$). Как отмечалось в [6], подобное увеличение обусловлено возрастанием отражения низкочастотных спектральных составляющих импульса от верхней границы проводящего диэлектрика при увеличении его удельной проводимости. В то же время амплитуда основного отражения от нижней границы A_n^s оказывается чрезвычайно чувствительной к искажениям. По сравнению со случаем отсутствия искажений ($s = 0$) она может возрасти на 29.2 % при $s = -1.5$ и $d = 10$ м (случай внесения искажений в сторону уменьшения “проводимости” среды), либо уменьшиться на 87.4 % при $s = 1.5$ и $d = 10$ м (“проводимость” среды возрастает).

Для $s < 0$ и $s = 0.5$ перед отражениями от верхней границы “ложные” импульсы не возникают, а при $s = 1$ появляются, хотя даже при больших искажениях их амплитуда A_b^s весьма незначительна, до 2.49 % от амплитуды основного отражения A_n^s ($s = 1.5$, $d = 5.5$ м). В то же время “ложные” импульсы, предшествующие отражениям от нижней границы, отсутствуют при $s \geq 0$, а при отрицательных значениях s могут возрастать по амплитуде A_n^s до 26.6 % от основной амплитуды A_n^s ($s = -1.5$, $d = 10$ м). Обращает на себя внимание тот факт, что значение относительной амплитуды “ложного” отражения от нижней границы A_n^s/A_n^s тем больше, чем больше мощность слоя d .

Примером некорректных экспериментальных данных [3] для частотных зависи-

мостей $\epsilon^r(f)$ и $\sigma(f)$ могут служить графики, изображенные на рис. 6. Здесь же приведены соответствующие точные зависимости, которые вычислены по формуле Дебая. Все возможные варианты искажения этих параметров для большого разнообразия природных сред и данных из различных источников охватить в рамках настоящей работы не представляется возможным. Этот вопрос будет рассматриваться в ходе дальнейших исследований. В то же время полученные выше результаты могут дать общее представление о том, каким образом некорректность существующих экспериментальных моделей электрических характеристик сред может сказаться на результатах вычислений переходных процессов.

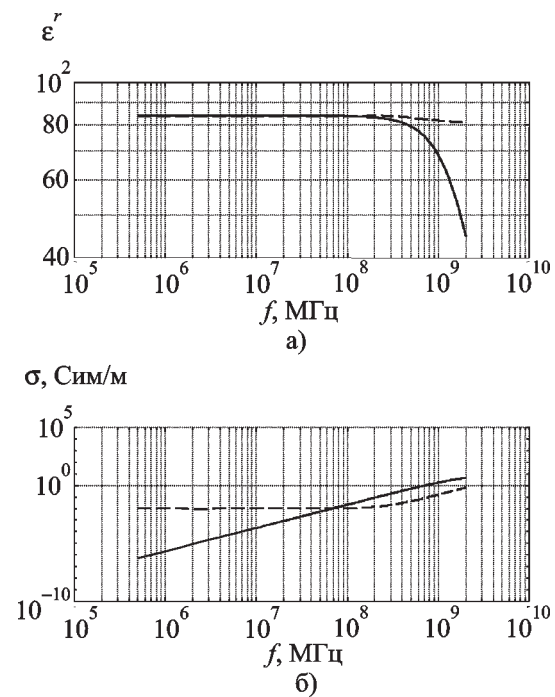


Рис. 6. Частотные зависимости относительной диэлектрической проницаемости и удельной проводимости пресной воды:

— зависимости, вычисленные на основании релаксационной теории Дебая; - - - - - результат экспериментальных измерений (по данным [3])

2. Возможный способ коррекции частотных зависимостей исходных данных

Ниже предлагается способ коррекции частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости $\dot{\epsilon}(\omega)$ некоторого материала на частотном интервале $0 < \omega < \pi D_f$, где $D_f/2$ – ширина полосы частот, участвующих в вычислениях рассеянных полей. Будем исходить из того, что одна из составляющих комплексной функции $\dot{\epsilon}(\omega)$ измерена с меньшей погрешностью и поэтому она может быть принята за “опорную” функцию. Отметим, что вопросы, затронутые ниже, подлежат дополнительному рассмотрению в будущем и требуют выполнения работы по созданию уточненной базы данных электрических свойств материалов. Здесь мы ограничимся лишь общими вопросами построения решения этой задачи.

Пусть $\zeta(p) = U(g, \omega) + iV(g, \omega)$ – некоторая аналитическая функция ($p = g + i\omega$ – комплексная частота), не имеющая особенностей в правой полуплоскости и на мнимой оси, а также обладающая свойством

$$\lim_{|p| \rightarrow \infty} |\zeta(p)| = 0 \quad \text{при } \operatorname{Re} p \geq 0. \quad (2)$$

Предположим, что $U(0, \omega) = A(\omega)$, $V(0, \omega) = B(\omega)$. Тогда, если зависимость от времени определяется фактором $e^{i\omega t}$, связь между действительными функциями $A(\omega)$ и $B(\omega)$ может быть установлена при помощи известных дисперсионных соотношений Крамерса-Кронига [11]:

$$\begin{aligned} A(\omega) &= -\frac{2}{\pi} \text{V.p.} \int_0^{\infty} \frac{\nu B(\nu)}{\nu^2 - \omega^2} d\nu, \\ B(\omega) &= \frac{2}{\pi} \omega \text{V.p.} \int_0^{\infty} \frac{A(\nu)}{\nu^2 - \omega^2} d\nu, \end{aligned} \quad (3)$$

Введем в рассмотрение частотную зависимость комплексной диэлектрической проницаемости $\dot{\epsilon}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon^r(\omega) - i \frac{\sigma(\omega)}{\omega}$ и обозначим $\epsilon_0 \epsilon^r(\omega) = \epsilon'(\omega)$, $\sigma(\omega)/\omega = \epsilon''(\omega)$. С учетом наличия полюса у $\dot{\epsilon}(\omega)$ при $\omega=0$, вблизи которого $\epsilon''(\omega) = \sigma(0)/\omega$, а также того, что $\epsilon'(\infty) = \epsilon_0 \epsilon^r(\infty) \neq 0$, запишем [11]:

$$\begin{aligned} \epsilon'(\omega) - \epsilon'(\infty) &= -\frac{2}{\pi} \text{V.p.} \int_0^{\infty} \frac{\nu \epsilon''(\nu)}{\nu^2 - \omega^2} d\nu, \\ \epsilon''(\omega) &= \frac{2}{\pi} \omega \text{V.p.} \int_0^{\infty} \frac{\epsilon'(\nu) - \epsilon'(\infty)}{\nu^2 - \omega^2} d\nu + \frac{\sigma(0)}{\omega}. \end{aligned} \quad (4)$$

(В отличие от [11] мы используем систему СИ; кроме этого, как и в случае выражений (3), предполагаем, что зависимость от времени задана фактором $e^{i\omega t}$, а не $e^{-i\omega t}$). Смысл соотношений (4) состоит в том, что если реальная и мнимая части некоторой функции не удовлетворяют (4), то эта функция не может описывать комплексную диэлектрическую проницаемость.

Представим частотные зависимости реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости на всем частотном интервале $\omega > 0$ в виде:

$$\epsilon'(\omega) = \begin{cases} \epsilon'_{D_f/2}(\omega), & \omega < \pi D_f, \\ \epsilon'_>(\omega), & \omega > \pi D_f, \end{cases} \quad (5)$$

$$\epsilon''(\omega) = \begin{cases} \epsilon''_{D_f/2}(\omega), & \omega < \pi D_f, \\ \epsilon''_>(\omega), & \omega > \pi D_f. \end{cases}$$

Тогда с учетом (5) функции $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$, связанные интегральными соотношениями (4), можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \varepsilon'(\omega) - \varepsilon'(\infty) &= -\frac{2}{\pi} \left[\text{V.p.} \int_0^{\pi D_f} \frac{v \varepsilon''_{D_f/2}(v)}{v^2 - \omega^2} dv + \right. \\ &\left. + \text{V.p.} \int_{\pi D_f}^{\infty} \frac{v \varepsilon''_{>}(v)}{v^2 - \omega^2} dv \right], \\ \varepsilon''(\omega) &= \frac{2}{\pi} \omega \left[\text{V.p.} \int_0^{\pi D_f} \frac{\varepsilon'_{D_f/2}(v) - \varepsilon'(\infty)}{v^2 - \omega^2} dv + \right. \\ &\left. + \text{V.p.} \int_{\pi D_f}^{\infty} \frac{\varepsilon'_{>}(v) - \varepsilon'(\infty)}{v^2 - \omega^2} dv \right] + \frac{\sigma(0)}{\omega}. \end{aligned}$$

Как можно видеть, для восстановления частотной зависимости $\varepsilon'(\omega)$ по частотной зависимости $\varepsilon''(\omega)$ необходимо знание функции $\varepsilon''(\omega)$ для всего интервала частот $0 < \omega < \infty$. Подобное требование, но для функции $0 < \omega < \infty$, возникнет и при решении аналогичной задачи восстановления зависимости от частоты мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\omega)$. Однако в обоих случаях имеются данные лишь для интервала частот $0 < \omega < \pi D_f$, тогда как функции $\varepsilon'_{>}(\omega)$ и $\varepsilon''_{>}(\omega)$ неизвестны. Таким образом, вторые слагаемые в каждом из приведенных интегральных соотношений также оказываются неизвестными.

Можно заметить, что произвольное задание, к примеру, функции $\varepsilon'_{>}(\omega)$ повлияет на характер зависимости $\varepsilon''(\omega)$ на частотах, лежащих в интервале $0 < \omega < \pi D_f$, несмотря на то, что само доопределение $\varepsilon'(\omega)$ выполнялось вне этого интервала. Поэтому, связав подобным образом вещественную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости (как это предлагается, например, в [12], с. 64-65), мы вряд ли получим зависимость $\varepsilon''_{D_f/2}(\omega)$, близкую к корректируемой. С учетом сказанного, вследствие наличия исходных данных только для ограниченного частотного интервала, становится очевидной невозможность точного решения поставленной задачи с использованием классических соотношений Крамерса-Кронига (4).

Тем не менее возникшая трудность может быть преодолена. Напомним, что получение соотношений Крамерса-Кронига в классическом представлении (4) выполняется путем рассмотрения интеграла

$$\oint_C \frac{\zeta(p_1)}{p_1 - i\omega} dp_1 = 0$$

по замкнутому контуру C в плоскости комплексных частот $p_1 = g_1 + i\omega_1$ [9, 11]. Контур интегрирования состоит из части мнимой оси и опирающейся на нее полуокружности бесконечного радиуса R , которая лежит в правой полуплоскости. Можно видеть, что в подынтегральном выражении путем деления функции $\zeta(p_1)$, аналитической в правой полуплоскости, на разность $p_1 - i\omega$ вводится полюс в точке $p_1 = i\omega$. Однако ничто не мешает рассмотреть и другие способы формирования полюсов. Соответственно, в зависимости от этих способов, получаются те или иные выражения, которые могут быть полезны в различных практических ситуациях.

Ряд формул, полученных подобным образом, можно найти в таблице контурных интегралов, приведенной в [13]. Первый шаг при их выводе состоит в отыскании такого сочетания функции $\zeta(p_1)$ с другой функцией, при котором подынтегральное выражение в бесконечности стремится к нулю, по крайней мере, как $1/p_1$. Если подынтегральное выражение стремится к нулю быстрее, чем $1/p_1$, то интегралом по полуокружности бесконечного радиуса можно пренебречь. В противном случае вклад этой части контура должен быть учтен, что делается достаточно просто. Однако с учетом требования (2) контурное интегрирование сводится, по сути, к интегрированию вдоль оси вещественных частот в пределах от минус до плюс бесконечности.

В частности, важного для наших целей ограничения области интегрирования в окончательном результате можно достичь путем введения в исходное подынтегральное выражение точек ветвления [12], которые взаимно меняют местами вещественную и мнимую

составляющую. Так, рассмотрение интегралов

$$\oint_c \frac{\zeta(p_1) - A(\infty)}{\sqrt{1 - p_1^2/\omega^2}} dp_1 = 0,$$

$$\oint_c \frac{\zeta(p_1) - A(0)}{p_1 \sqrt{1 - \omega^2/p_1^2}} dp_1 = 0$$

позволяет (в случае резонансного поглощения электромагнитной энергии) получить следующие формулы:

$$\int_0^\omega \frac{A(v) - A(\infty)}{\sqrt{1 - v^2/\omega^2}} dv = - \int_\omega^\infty \frac{B(v)}{\sqrt{v^2/\omega^2 - 1}} dv, \quad (6)$$

$$\text{V.p.} \int_0^\infty \frac{A(v) - A(0)}{v^2 \sqrt{1 - \omega^2/v^2}} dv = - \text{V.p.} \int_0^\omega \frac{B(v)}{v^2 \sqrt{\omega^2/v^2 - 1}} dv.$$

В нашей задаче представляется целесообразным использовать именно дисперсионные соотношения (6). Можно видеть, что при этом отпадает необходимость интегрирования $A(v)$ до бесконечности, если мы считаем, что зависимость $A(v)$ является “опорной”, а восстанавливается функция $B(v)$; точно так же при восстановлении $A(v)$ удастся избежать интегрирования до бесконечности зависимости $B(v)$.

На примере первого уравнения (6) покажем, что сама задача сводится в таком случае к решению интегрального уравнения Вольтерра 1-го рода [14]. Действительно, произведя в (6) замену переменной $s = 1/v$, $dv = -ds/s^2$, изменив соответственно пределы интегрирования, а также переходя к действительной и мнимой частям диэлектрической проницаемости, получаем уравнение:

$$\Phi(x) + \int_0^x K(s, x) \epsilon''(1/s) ds = 0, \quad (7)$$

где $x = 1/\omega$, $\Phi(x) = \int_x^\infty \frac{\epsilon'(1/s) - \epsilon'(\infty)}{s \sqrt{s^2 - x^2}} ds,$

$K(s, x) = 1 / (s \sqrt{x^2 - s^2})$ – ядро уравнения. Из физических соображений в выражении для функции $\Phi(x)$, как и ранее, принимаем $\epsilon'(\infty) = \epsilon_0 \epsilon^r(\infty)$.

Идеальным результатом было бы выполнение полной коррекции исходных данных, т. е. для всей сетки частот из интервала $0 < \omega < \pi D_f$. Количество узлов этой сетки при вычислениях обычно составляет 1500÷2000. Количество корректируемых частотных зависимостей при вычислениях для структур с непрерывно изменяющейся по объему влажностью равно числу элементарных подслоев – в среднем 500 при мощности ЗА 5 метров. Таким образом, для структур мощностью 5 м из уравнения (7) необходимо определить порядка 10^6 значений функций $\epsilon''(1/s)$ на разных подслоях. При выполнении вычислений для еще более мощных структур вычислительные затраты соответственно увеличиваются. Таким образом, идеальное решение данной задачи вряд ли возможно. Способом снижения вычислительных затрат может быть коррекция исходных данных для некоторого, оптимально подобранного, числа частот из спектра импульса, а затем – выполнение интерполяции как по частоте, так и по пространственной z -координате. Однако интерполяция может внести в исходные данные дополнительные погрешности. Чем большей окажется мощность ЗА, тем более качественно должна быть выполнена коррекция и, соответственно, тем больше для этого потребуются вычислительных затрат.

Выводы

На примере задания электрических параметров с помощью аналитической формулы Дебая выполнены количественные оценки того, как искажения зависимостей исходных данных от частоты влияют на результаты моделирования рассеяния видеоимпульсов на диэлектрическом слое. Показано, что при искажениях точной частотной зависимости удельной проводимости в сторону увеличения или уменьшения “ложные” отражения проявляются на различных характерных участках

рассчитанного переходного процесса. Показано, что решение задачи коррекции экспериментально полученных на ограниченном частотном интервале исходных данных, описывающих электрические свойства природных грунтов, сводится к решению интегрального уравнения Вольтерра 1-го рода.

Литература

1. А. О. Пузанов. Радиофизика и электроника. 2002, 7, спец. вып., с. 268-276.
2. О. О. Puzanov. Proc. IX-th Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Kyiv, 2002, 1, pp. 219-221.
3. М. И. Финкельштейн, В. А. Кутев, В. П. Золотарев. Применение радиолокационного подповерхностного зондирования в инженерной геологии. Москва, Недра, 1986, 128 с.
4. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. Москва, Изд. АН СССР, 1957, 504 с.
5. K. Demarest, R. Plumb, Z. Huang. IEEE Trans. Antennas Propag. 1995, 43, №10, pp. 1164-1168.
6. А. О. Пузанов. Радиофизика и электроника. 1988, 3, №1, с. 28-35.
7. С. А. Масалов, А. О. Пузанов. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, 3, №4, с. 393-404.
8. Г. А. Андреев, Л. В. Заенцев, В. В. Яковлев. Зарубежная радиоэлектроника. 1991, №2, с. 3-22.
9. Э. Скотт. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. Москва, Советское радио, 1977, 368 с.
10. М. И. Конторович. Операционное исчисление и процессы в электрических цепях. Москва, Советское радио, 1975, 320 с.

11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Москва, Наука, 1982, 624 с.
12. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухорук. Теория волн. Москва, Наука, 1979, 384 с.
13. Г. В. Бодэ. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. Москва, ИЛ, 1948, 642 с.
14. А. Ф. Верлань, В. С. Сизиков. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Справочное пособие. Киев, Наукова думка, 1986, 544 с.

On Conditions for "False" Reflections in Course of Numerical Modeling of Video Pulse Scattering by Layered Dielectric Structures

O. O. Puzanov

The conditions for "false" reflections in course of modeling nonstationary electromagnetic wave scattering by multilayered dielectric structures have been considered, and an approach to correction of the frequency dependences of the electrical characteristics of dielectric media on a bounded frequency interval has also been suggested.