

са величина эффекта на несколько порядков превосходит его низкочастотное значение, что позволяет надеяться на практическое использование этого эффекта. Частота резонанса определяется в первую очередь геометрическими размерами образца, модулями податливости и плотностью материала. Величина эффекта пропорциональна пьезоэлектрическому и пьезомагнитному модулю и обратно пропорциональна модулю упругости и диэлектрической проницаемости материала. При поперечной ориентации электрического и магнитных полей величина эффекта, как правило, на порядок больше его значения при продольной ориентации полей. Это связано с меньшим значением размагничивающих коэффициентов и меньшими потерями в контактах вследствие индукционных токов.

Литература

1. Bichurin M. I., Petrov V. M., Srinivasan G. // J. Appl. Phys., 2002. V. 92. P. 7681.
2. Бичурин М. И., Филиппов Д. А., Петров В. М., Srinivasan G. Физика электронных материалов. Материалы международной конференции 1—4 октября 2002 года, Калуга, Россия. С. 309.
3. Filippov D. A., Bichurin M. I., Petrov V. M., Srinivasan G. // Bull. American Phys. Soc., 2003. V. 48. P. 214.
4. Wan J. G., Liu J.-M., Chand H. L. W., Choy C. L., Wang G. H., Nan C. W. // J. Appl. Phys., 2003. V. 93. P. 9916.
5. Bichurin M. I., Filippov D. A., Petrov V. M. et al. // Phys. Rev. B, 2003. V. 68. P. 132408.
6. Филиппов Д. А., Бичурин М. И., Петров В. М. и др. // ПЖТФ, 2004. Т. 30. № 1. С. 15.
7. Liu Y. X., Wan J. G., Liu J.-M., Nan C. W. // Appl. Phys., 2003. V. 94. P. 5111.
8. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. — М.: Мир, 1972.

Статья поступила в редакцию 6 января 2004 г.

Magnetoelectric effect in homogeneous and heterogeneous ferrite-piezoelectric composites in the region of electromechanical resonance

D. A. Filippov

Novgorod State University, Velikij Novgorod, Russia

The theory of magnetoelectric effect in homogeneous and heterogeneous ferrite-piezoelectric composites is submitted. Using constitutive equations and equations of a medium motion, the expression for frequency dependence of the magnetoelectric voltage coefficient is obtained. It is shown that, a magnitude of the magnetoelectric interaction increases on the electromechanical resonance frequency very strongly. The results of calculations of the magnetoelectric voltage coefficient for a nickel-ferrite spinel — PZT composite and for a D-Terfenol—PZT composite are presented.

УДК 621.371:621.396

Волновые процессы при отражении сверхширокополосных импульсов от плазменной и неоднородной сред

И. Ф. Будагян, П. В. Кукушкин

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

Осуществлено моделирование процессов распространения сверхширокополосных (сверхкоротких) электромагнитных импульсов с использованием преобразования Фурье-спектра излучаемого сигнала. Показано, что волновые процессы при отражении и прохождении импульсов в средах двух типов — дисперсионной (бесстолкновительной плазме) и неоднородной (дробно-линейной) — сходны между собой. Проведен анализ поведения распространяющихся коротких импульсов различной формы и исследованы факторы, влияющие на их искажение.

Сверхкороткие импульсы обладают при использовании в радиолокации рядом преимуществ. Среди них — отсутствие проблемы неоднозначности по дальности или скорости, возможность получения антенных систем с высокой угловой разрешающей способностью, повышен-

ная защищенность по отношению к активным и пассивным помехам, лучшая возможность селекции целей на фоне местности и т. д. [1—3]. При этом существенными являются вопросы распространения видеоимпульсов в разных средах.

В работе рассматриваются импульсы (длительностью $\sim 1\text{--}20$ нс) различной формы, падающие на полупространство ($z \geq 0$) среды с частотной дисперсией типа бесстолкновительной плазмы и неоднородной диэлектрической среды дробно-линейного типа. Дисперсионные эффекты могут оказывать влияние на протекающие в различных средах волновые процессы двояким образом, проявляясь за счет зависимостей электромагнитных параметров от частоты ω (как частотная дисперсия) и за счет пространственной ограниченности среды или неоднородности пространственного распределения ее параметров (как пространственная дисперсия).

Соответствующие зависимости диэлектрической проницаемости ϵ от частоты ω для бесстолкновительной плазмы и от степени неоднородности q для дробно-линейной среды имеют вид [4–6]:

$$\epsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \quad (1)$$

где ω_p — плазменная частота;

$$\epsilon_d = 1 / (2qz + b)^2, \quad (2)$$

b — постоянная.

Дисперсия волноводного типа в плазме и неоднородном диэлектрике

Пространственная дисперсия характеризуется зависимостью $\omega = \omega(k)$ [5]. В качестве дисперсионных кривых часто оказывается удобнее рассматривать зависимость от частоты волнового числа $k(\omega)$ или постоянной распространения $h(\omega)$. Наличие дисперсии приводит к отклонению зависимости $h = h(\omega)$ от линейной.

Как известно, для однородного волноводного слоя (а также прямоугольного или круглого волноводов) с идеальными электрическими стенками имеет место дисперсия постоянной распространения типа [6]

$$h(\omega) = (k^2 - h_{cr}^2)^{1/2} = k(1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2)^{1/2} = k(1 - (\omega_{cr}/\omega)^2)^{1/2}, \quad k = \omega/c, \quad (3)$$

возникающая на характерном внешнем пространственном параметре волновода λ_{cr} , определяемом его поперечными геометрическими размерами. Здесь c — скорость света.

Однако дисперсия волноводного типа может возникать и в ряде других случаев. Она свойственна (с точки зрения теории колебаний) системам с одним резервуаром энергии и наличием дополнительной степени свободы в бесконечности. Для плазмы $h(\omega) = k(\epsilon_p)^{1/2} = k(1 - (\omega_p/\omega)^2)^{1/2}$. Роль критической частоты выполняет плазменная частота ω_p , т. е. $\omega_{cr} = \omega_p$, а $h_{cr} = \omega_p/c$. И в случае плазмы, и в случае волновода ответственным за возникновение дисперсии является резонанс; в случае плазмы он происходит в без-

граничной среде за счет частотного резонанса, а в случае волновода — в ограниченном объеме за счет возникновения "поперечного резонанса" волн.

На частоте резонанса ($\omega = \omega_{cr}$) постоянная распространения $h = 0$. При $\omega < \omega_{cr}$ волна из распространяющейся становится затухающей (h — чисто мнимая). Дисперсионные эффекты в неоднородной среде, которые подробно рассматриваются ниже, также связаны с резонансными явлениями. При этом в неоднородной среде (2) имеет место $\epsilon|_{\omega \leq \omega_{cr}} \geq 0$ (в отличие от случая плазмы (1), где $\epsilon|_{\omega \leq \omega_{cr}} \leq 0$).

Аналогичными дисперсионными свойствами обладает и неоднородная неограниченная по длине линия передачи с экспоненциальным изменением вдоль оси линии волнового сопротивления: $\rho(x) = \rho_0 \exp(2qz)$, где ρ_0 — начальное волновое сопротивление линии, q — параметр неоднородности.

Решение телеграфных уравнений для экспоненциальной коаксиальной линии или волнового уравнения в случае диэлектрической дробно-линейной среды [6]

$$\begin{Bmatrix} U_{1,2} \\ E_{1,2} \end{Bmatrix} = A_{1,2} \exp\left((q \pm jh)\begin{Bmatrix} z \\ \chi \end{Bmatrix}\right), \quad (4)$$

где $\chi = (2q)^{-1} \ln(2qz + b)$.

Для экспоненциальной линии и дробно-линейной неограниченной диэлектрической среды (при измененном масштабе координат) постоянная распространения имеет дисперсию волноводного типа (3), где

$$h_{cr} = q = \frac{1}{2} \left\{ \rho^{-1} d\rho / dz \right\},$$

т. е. h_{cr} определяется параметром неоднородности q (градиентом волнового сопротивления линии ρ или градиентом коэффициента преломления $n = \sqrt{\epsilon_d}$ неоднородной диэлектрической среды).

Коэффициент отражения от плазмы и дробно-линейной диэлектрической среды

Для плазмы (волновода) коэффициент отражения определяется стандартной формулой Френеля на границе раздела двух однородных сред

$$r_p(\omega) = (1 - \epsilon_p^{1/2}) / (1 + \epsilon_p^{1/2}) = (1 - \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2}) / (1 + \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2}). \quad (5)$$

Следовательно, при $\omega > \omega_p$ ($\omega > \omega_{cr}$) коэффициент отражения является чисто действитель-

ной величиной, а при $\omega < \omega_p$ ($\omega < \omega_{cr}$) модуль коэффициента отражения $|r_p| = 1$, тогда как его фаза

$$\beta_p(\omega) = \arctg \left(2 \frac{\omega}{\omega_p} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} / \left(1 - 2 \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right) \right). \quad (6)$$

Для рассматриваемой дробно-линейной среды (экспоненциальной линии) внутренний коэффициент отражения [6]

$$R(z) = \left(k + j \frac{d}{dz} \ln \left\{ \frac{U}{E} \right\} \right) / \left(k - j \frac{d}{dz} \ln \left\{ \frac{U}{E} \right\} \right), \quad (7)$$

с учетом (4) является величиной постоянной и при отсутствии скачка параметров на входе совпадает с входным коэффициентом отражения r , т. е.

$$r_d(\omega) = j \left(\frac{k}{q} + \sqrt{\left(\frac{k}{q} \right)^2 - 1} \right)^{-1} = j \left(\frac{\omega}{\omega_{cr}} + \sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega_{cr}} \right)^2 - 1} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь по аналогии с плазмой введено обозначение $\omega_{cr} = h_{cr}c = qc$. Выражение (8) для коэффициента отражения не только определяет его частотную зависимость, но позволяет также проанализировать влияние степени неоднородности q и причины возникновения дисперсии в неоднородной среде.

1. Весьма слабонеоднородная среда удовлетворяет критерию геометрической оптики $(\lambda/2\pi n^2) |dn/dx| \ll 1$ и характеризуется малым изменением параметров среды на длине волны. Это имеет место при $q/k = h_{cr}/k = \omega_d/\omega \ll 1$ ($\omega \rightarrow \infty$) и приводит к $|R| \rightarrow 0$, т. е. внутренний коэффициент отражения очень мал (через ω_d обозначена ω_{cr} для дробно-линейной среды). Условия распространения близки к существующим в однородной бесконечной среде (линии), что соответствует участку кривой $h = h(\omega)$, близкому к линейному.

2. Плавнонеоднородная среда, характеризуемая параметрами $q < k$, $h_{cr} < k$, $\omega > \omega_d$, обеспечивает условия распространения волн; внутренний коэффициент отражения $|R| < 1$. Резонансные условия не выполняются. Коэффициент отражения r_d является чисто мнимой величиной (в отличие от случая плазмы).

3. Сильнонеоднородная среда, когда $q \geq k$, т. е. $h^2 \leq 0$, $\omega \leq \omega_d$, и не допускается распространение волн (в бесконечности как бы возникает дополнительная степень свободы колебаний). При этом, как и в случае явления полного внутреннего отражения на границе раздела сред от скачка параметров, коэффициент отражения $|r_d| = |R| = 1$. В соответствии с формулами (7), (8) полное внутреннее отражение ($|R| = 1$) имеет место в каждой точке такой неоднородной полубесконечной среды, начиная с $q/k = h_{cr}/k =$

$= \omega_d/\omega \geq 1$. Аналогом этого случая является переход распространяющихся собственных волн в волновом в затухающие при $h_{cr}/k \geq 1$ на их частотах отсечки $\omega_{cr} = \omega_m$ (резонансных частотах). Это объясняется возникновением мнимой дополнительной степени свободы колебаний в бесконечности, характерной для дисперсии волноводного типа. Дисперсия наиболее выражена в области перехода от второго случая к третьему, т. е. на участке дисперсионной кривой $h = h(\omega)$ вблизи ω_{cr} , где постоянная распространения $h(\omega)$ слабо зависит от частоты, т. е. здесь реализуется условие $dh/d\omega \approx 0$. Для дробно-линейной среды (линии), когда $|r_d| = 1$, фаза коэффициента отражения

$$\beta_d(\omega) = \arctg \left(\frac{\omega/\omega_d}{\sqrt{1 - (\omega/\omega_d)^2}} \right). \quad (9)$$

Таким образом, использование лишь частотных дисперсионных эффектов в веществе (охватываемых в конечном итоге связями Крамерса-Кронига) не исчерпывает всех возможностей физической реализации дисперсионных зависимостей в неограниченной среде. Привлечение дисперсионных эффектов, имеющих место в неоднородных средах, открывает дополнительные возможности.

Дальнейший анализ будет проводиться для таких характеристик, как форма отраженных и прошедших импульсов, их амплитуда и энергия.

Спектральный анализ непериодических сигналов

Пусть на дробно-линейное и плазменное полупространства падают сверхкороткие импульсы (СКИ) единичной амплитуды эффективной длительностью $T = 1$ нс (10^{-9} с). Рассматриваются СКИ вида

прямоугольный импульс (рис. 1, а):

$$s1(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq T; \\ 0, & t < 0, t > T; \end{cases}$$

треугольный импульс (рис. 1, б):

$$s2(t) = \begin{cases} 1 - t/T, & 0 \leq t \leq T; \\ 0, & t < 0, t > T; \end{cases}$$

экспоненциальный импульс (рис. 1, в):

$$s3(t) = \begin{cases} \exp(-t/T), & 0 \leq t; \\ 0, & t < 0; \end{cases}$$

импульсы гауссовского типа различной крутизны (рис. 1, г и д):

$$s4(t) = \begin{cases} 5e t/T \exp(-5t/T), & 0 \leq t; \\ 0, & t < 0; \end{cases}$$

$$s5(t) = \begin{cases} (e/4)^4 (t/T)^4 \exp(-t/T), & 0 \leq t; \\ 0, & t < 0 \end{cases}$$

импульс, представленный в виде разности полиномов Лагерра (рис. 1, е):

$$s6(t) = \begin{cases} \exp(a/2)/(2a - a^2/2) (2t/T - 1/2(t/T)^2) \exp(-t/2T), & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}$$

где $a = 4 - \sqrt{8}$.

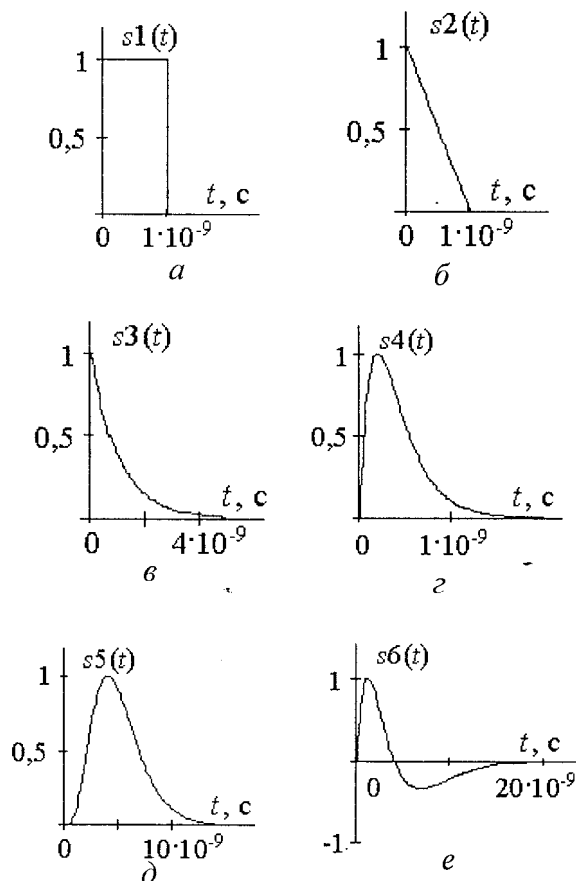


Рис. 1. Форма импульсов $s(t)$, падающих на полупространства плазменной и дробно-линейной сред:

а — прямоугольный; б — треугольный; в — экспоненциальный; г — гауссовский (с большей крутизной); д — гауссовский (с меньшей крутизной); е — описываемый разностью полиномов Лагерра

Спектральный анализ непериодических сигналов проводится на основе интегрального преобразования Фурье. Преобразование Фурье сигнала $s(t)$ дает спектральную плотность или спектр сигнала [7]

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (10)$$

Обратное преобразование Фурье позволяет перейти от спектральной плотности к сигналу

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega.$$

Интеграл Фурье дает описание сигнала в виде суммы гармонических составляющих с непрерывной последовательностью частот.

Преобразование Фурье функции $s(t)$ существует, если функция является абсолютно интегрируемой

$$\int_{-\infty}^{\infty} |s(t)| dt < \infty. \quad (11)$$

Вместо (11) можно рассматривать другое неравенство

$$\int_{-\infty}^{\infty} s^2(t) dt < \infty. \quad (12)$$

Применительно к сигналам, встречающимся на практике, условие (12) можно считать эквивалентным (11), а содержание его более очевидно: интегральное преобразование Фурье возможно для функций, описывающих сигналы с конечной энергией.

Функция $S(\omega)$ в общем случае является комплексной

$$S(\omega) = |S(\omega)| e^{-i\varphi(\omega)},$$

где $|S(\omega)| = \left(\text{Re}^2[S(\omega)] + \text{Im}^2[S(\omega)] \right)^{1/2}$, $\varphi(\omega) = \arctg \frac{\text{Im}[S(\omega)]}{\text{Re}[S(\omega)]}$ — соответственно модуль и фазовый спектр, показанные на рис. 2 (действительная часть) и 3 спектральной плотности, рассчитанной по формуле (10) для рассматриваемых импульсов (см. рис. 1).

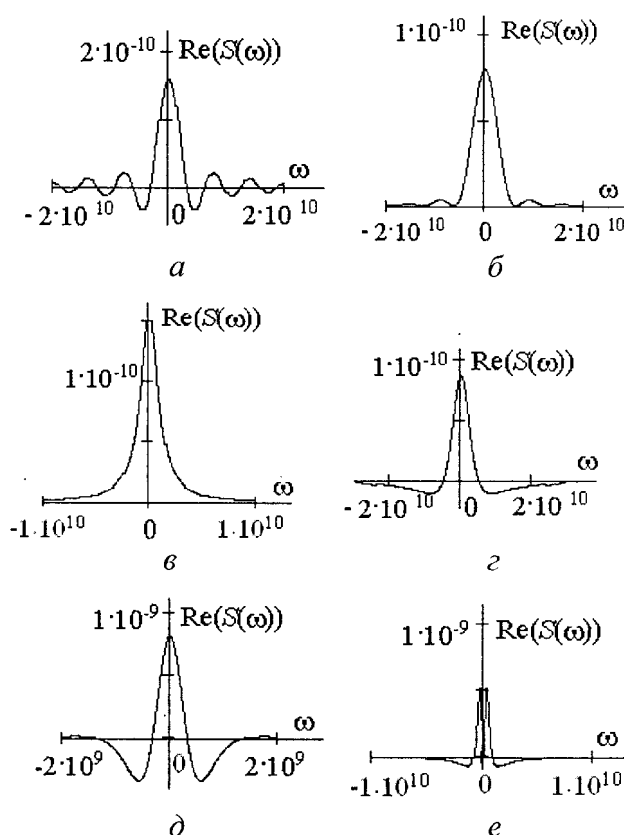


Рис. 2. Действительная часть $\text{Re}(S(\omega))$ спектральной плотности для рассматриваемых импульсов

В дальнейшем условно вводится понятие граничной частоты ω_b как значение частоты, на

которой отношение модуля спектральной плотности к модулю максимального значения спектральной плотности $|S(\omega_b)|/|S_{\max}(\omega)| \leq 0,01$. У всех СКИ спектры сигналов имеют широкую полосу, а граничная частота приближенно обратно пропорциональна длительности.

На рис. 2, 3 отмечено значение условно введенной ω_b , которое является наименьшим у экспоненциального импульса и импульса, представленного в виде разности полиномов Лагерра. Прямоугольный, треугольный и экспоненциальный импульсы имеют относительно похожий характер зависимости действительной части спектральной плотности от частоты (см. рис. 2). По фазовым характеристикам (см. рис. 3) наиболее близки треугольный и экспоненциальный импульсы.

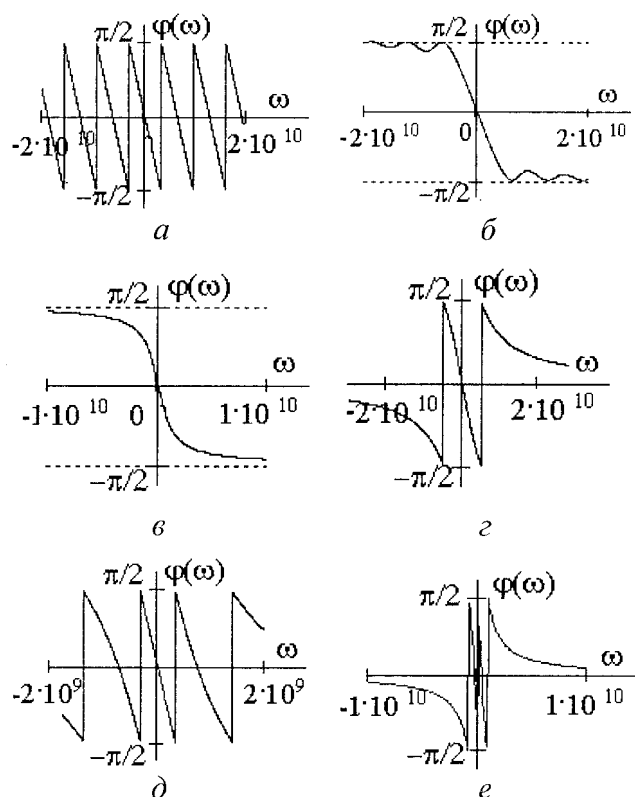


Рис. 3. Фазовый спектр $\phi(\omega)$ для рассматриваемых импульсов

Полное отражение от плазменной и дробно-линейной полубесконечных сред

Найдем отраженное поле, разложив падающий импульс в интеграл Фурье. Представим при этом соотношения (5), (8) для коэффициентов отражения в виде

$$R_{p,d}(\omega) = \begin{cases} \exp(j\beta_{p,d}(\omega)), & -\omega_{cr} \leq \omega \leq \omega_{cr} \\ r_{p,d}(\omega), & |\omega| > \omega_{cr} \end{cases}, \quad (13)$$

где $R(\omega)$ — коэффициент отражения во всем диапазоне частот;

индексы p и d относятся, соответственно, к полупространствам бесстолкновительной плаз-

мы (волновода) и дробно-линейной среды (линии);

в обоих случаях в диапазоне $-\omega_{cr} < \omega < \omega_{cr}$ модули коэффициента отражения равны 1, а фазы $\beta(\omega)$ определяются выражениями (6), (9); через $r(\omega)$ обозначен коэффициент отражения от этих полупространств в диапазоне $|\omega| > \omega_{cr}$.

Здесь и в дальнейшем для удобства принято единое обозначение $\omega_{cr} = \omega_{p,d}$.

Графики соответствующих модулей коэффициентов отражения (13) во всем частотном диапазоне представлены на рис. 4, а их фазы — на рис. 5. Модули коэффициентов отражения для бесстолкновительной плазмы и дробно-линейной среды имеют близкий характер, следовательно, можно предположить, что и отраженные импульсы будут иметь определенное сходство для этих сред. В то же время следует отметить, что дробно-линейная среда обладает более высокими отражательными свойствами, чем плазма на одних и тех же частотах $|\omega| > \omega_{cr}$. Проведенные расчеты подтверждают это предположение.

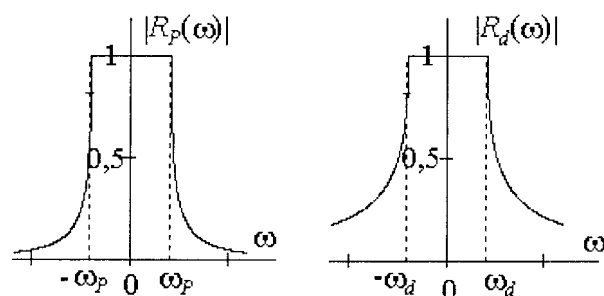


Рис. 4. Модуль коэффициента отражения: от плазмы — индекс p ; от дробно-линейной среды — индекс d

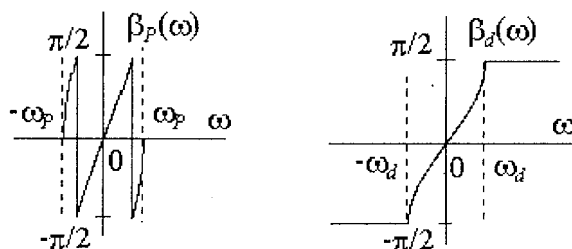


Рис. 5. Фаза коэффициента отражения: от плазмы — индекс p ; от дробно-линейной среды — индекс d

Пусть на границу раздела с полубесконечной плазменной или дробно-линейной средой падает из вакуума СКИ $s(t)$. Предполагается, что волна распространяется вдоль оси z , вектор напряженности электрического поля ориентирован вдоль границы раздела — оси y , а магнитного поля — вдоль оси x

$$E_y(t,0) = E_{y0}s(t), \quad H_x(t,0) = H_{x0}s(t), \quad (14)$$

где E_{y0} , H_{x0} — амплитуды соответствующих векторов напряженности падающего поля.

Учитывая, что частотные составляющие, лежащие в диапазоне $-\omega_{cr} < \omega < \omega_{cr}$, отражаются полностью от этих сред и не распространяются внутри них, можно, используя обратное преобразование Фурье и учитывая коэффициент отражения (5), найти отраженное поле от полупространств, соответственно, бесстолкновительной плазмы и дробно-линейной среды на расстоянии z

$$E_{p,d}^{c.ref}(t, z) = E_{y0} \int_{-\omega_{cr}}^{\omega_{cr}} S(\omega) R_{p,d}(\omega) \exp[j(\omega t - kz)] d\omega, \quad (15)$$

где $S(\omega)$ — спектральная плотность падающего импульса (предполагается, что в рассматриваемом диапазоне $R_{p,d}(\omega) = \exp[j\beta_{p,d}(\omega)]$).

Для того чтобы добиться наибольшего отражения от данных сред необходимо, чтобы их критические частоты ω_{cr} были соизмеримы или больше граничной частоты ω_{cr} .

Графики действительных частей отраженных полей, рассчитанных по формуле (15) (где было принято условие $\omega_{cr} = \omega_b$), для импульсов, представленных на рис. 1, показаны на рис. 6. Все графики рассматриваются на расстоянии $z = 0$ и нормированы на E_{y0} .

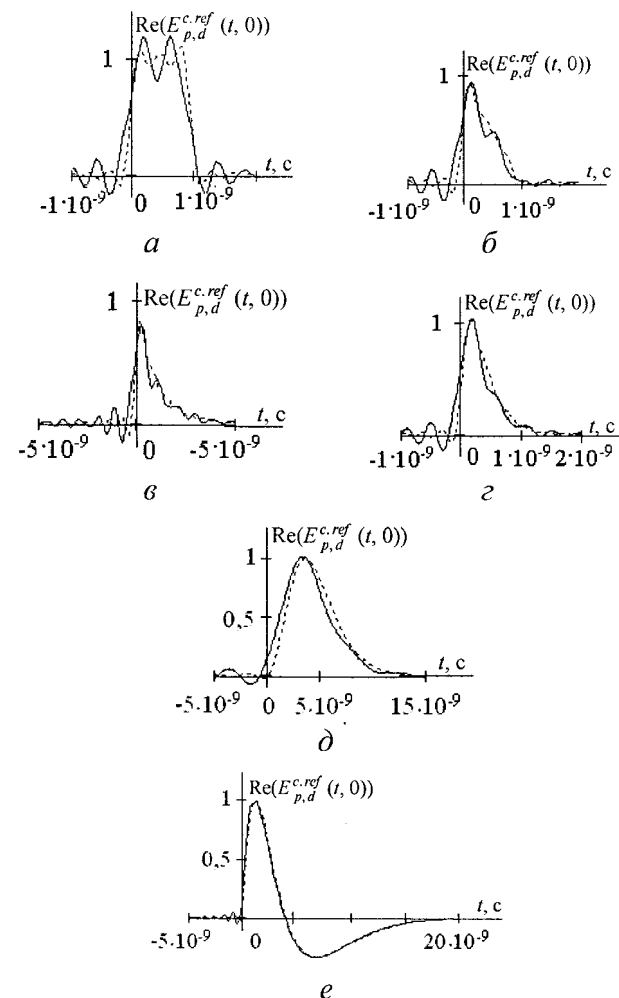


Рис. 6. Отраженные поля при $|\omega| < \omega_{cr}$ для рассматриваемых импульсов:

— — ст плазмы; - - - от дробно-линейной среды

Из графиков рис. 6 следует, что при $\omega_{cr} = \omega_b$ отраженный импульс по форме похож на падающий на данные среды импульс, так как гармоники с частотами, лежащими в пределах $-\omega_{cr} < \omega < \omega_{cr}$, полностью отражаются и несут основную энергию импульса. Причем наибольшие искажения наблюдаются у прямоугольного и треугольного СКИ, а наименьшие — у импульса, описываемого разностью полиномов Лагерра.

Можно заметить, что поле, отраженное от дробно-линейной среды более сглаженное, чем поле, отраженное от полупространства бесстолкновительной плазмы, и наиболее приближено к падающему полю. В случае импульсов, описываемых полиномами Лагерра, отраженные поля от плазменной и дробно-линейной сред практически совпадают.

Частичное отражение импульсов от плазменного полупространства и дробно-линейной среды

Частотные составляющие полей с частотами $|\omega| > \omega_{cr}$ представляют собой частично отраженные поля и описываются с помощью разложения в интеграл Фурье (7), где коэффициенты отражения $R_{p,d}(\omega) = r_{p,d}(\omega)$ для плазменной и дробно-линейной сред соответственно имеют вид

$$R_p(\omega) = 1 - 2\left(\frac{\omega}{\omega_{cr}}\right)^2 + 2\left(\frac{\omega}{\omega_{cr}}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{cr}}{\omega}\right)^2}; \quad (16)$$

$$R_d(\omega) = j\left(\frac{\omega}{\omega_{cr}} - \frac{\omega}{\omega_{cr}} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{cr}}{\omega}\right)^2}\right). \quad (17)$$

Используя обратное преобразование Фурье с учетом коэффициентов отражения (16) и (17) (или (13)), можно найти поле, частично отраженное от данных сред по формулам

$$E_{p,d}^{p.ref}(t, z) = E_{y0} \left[\int_{-\omega_{cr}}^{-\omega_{cr}} S(\omega) R_{p,d}(\omega) e^{j(\omega t - kz)} d\omega + \int_{\omega_{cr}}^{\infty} S(\omega) R_{p,d}(\omega) e^{j(\omega t - kz)} d\omega \right]. \quad (18)$$

Графики действительных частей полей, частично отраженных от плазменной (сплошная линия) и дробно-линейной (пунктирная линия) сред для СКИ различной формы (рис. 7) (все графики рассматриваются на расстоянии $z = 0$ и нормированы на E_{y0}).

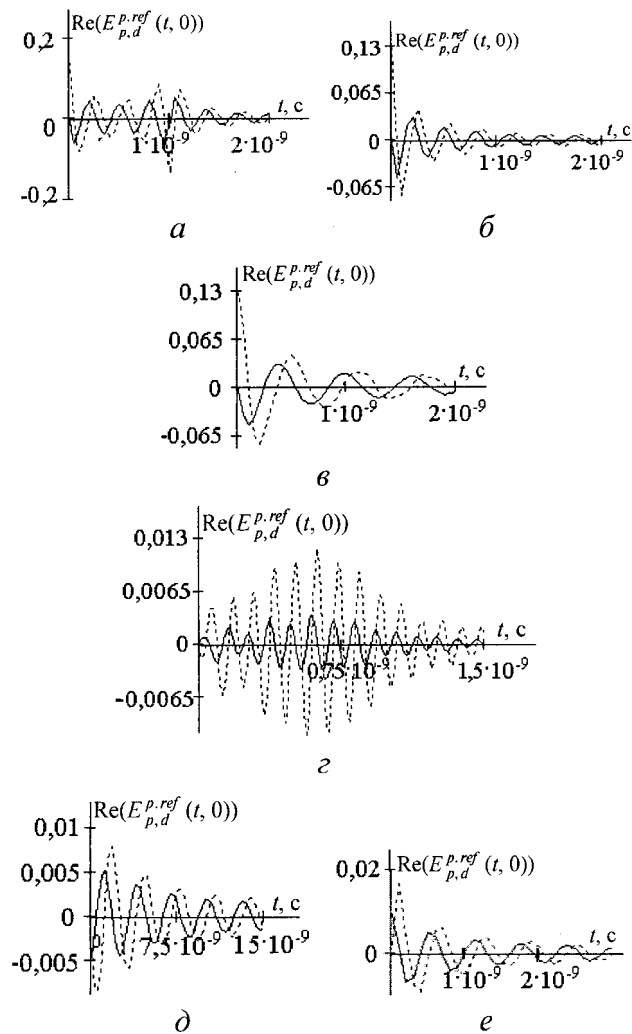


Рис. 7. Отраженные поля при $|\omega| < \omega_{cr}$ для рассматриваемых импульсов:

— — от плазмы; - - - от дробно-линейной среды

Анализ графиков рис. 7 показывает, что частично отраженное поле имеет осциллирующий и затухающий характер. Амплитуды частично отраженных полей значительно меньше единичной амплитуды падающего и отраженного (в случае полного отражения) импульсов. Заметим, что графики в значительной степени отличаются по амплитуде для всех рассматриваемых импульсов в случаях плазменной (амплитуда больше) и дробно-линейной сред, а также имеют небольшой временной сдвиг.

Отражение во всем спектре частот для плазменного и дробно-линейного полупространств

Рассмотрим отражение импульсов во всем спектре частот, т. е. захватим частоты как полностью отраженных от этих слоев спектральных гармоник импульса, так и частично отраженных от этих слоев гармоник. Тогда обратное преобразование Фурье, с учетом коэффициентов отражения (13) для плазменной и дробно-линейной сред, имеет вид

$$E_{p,d}^r(t, z) = E_{y0} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) R_{p,d}(\omega) \exp[j(\omega t - kz)] d\omega.$$

Действительные части отраженных импульсов во всем частотном диапазоне практически не отличаются от отраженных гармоник импульсов в диапазоне $-\omega_{cr} < \omega < \omega_{cr}$ вследствие того, что частичное отражение вносит значительно меньший вклад.

Прошедшее поле

При исследовании плоских волн в однородной среде рассматривают [8] сначала монохроматические волны, зависимость составляющих поля (E_y, H_x) для которых от координаты z и времени t в случае плазмы имеет вид $\exp[j(\omega t - h_p(\omega)z)]$, а в случае дробно-линейной среды $(2qz + b)^{1/2} \exp[j(\omega t - h_d(\omega)\chi)]$, где $\chi = (2q)^{-1} \times \ln(2qz + b)$. В дальнейшем для удобства введены обозначения: $F_p(\omega, z) = \exp(-jh_p(\omega)z)$, $F_d(\omega, z) = (2qz + b)^{1/2} \exp(-jh_d(\omega)\chi)$.

Функция $h_{p,d}(\omega)$ для плазменной и дробно-линейной сред, имеющих дисперсию волноводного типа (3) в среде без затухания (эта идеализация предполагает, что рассматриваемый частотный диапазон лежит в области малого поглощения сред), определяется выражением

$$h_{p,d}(\omega) = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_{cr}}{c}\right)^2}.$$

Тогда, используя обратное преобразование Фурье и учитывая, что распространяются гармоники с частотами $|\omega| > \omega_{cr}$, прошедшее поле можно вычислить по формуле

$$E_{p,d}^{past}(t, z) = E_{y0} \left(\int_{-\infty}^{-\omega_{cr}} S(\omega) F_{p,d}(\omega) e^{j\omega t} d\omega + \int_{\omega_{cr}}^{\infty} S(\omega) F_{p,d}(\omega) e^{j\omega t} d\omega \right). \quad (19)$$

Действительная часть прошедшего поля рассматриваемых СКИ на разных расстояниях $z = 0,003; 0,03$ и $0,3$ м показана на рис. 8, а — в случае плазменного полупространства и на рис. 8, б — в случае дробно-линейной среды. Для последней искусственно введено затухание ($\alpha = 4 \text{ м}^{-1}$), т. е. формула (19) доумножается на $\exp(-\alpha z)$, для того чтобы исключить эффект "усиления" СКИ средой, связанный с увеличением амплитуды при прохождении неоднородной среды с уменьшающимся по z коэффициентом преломления.

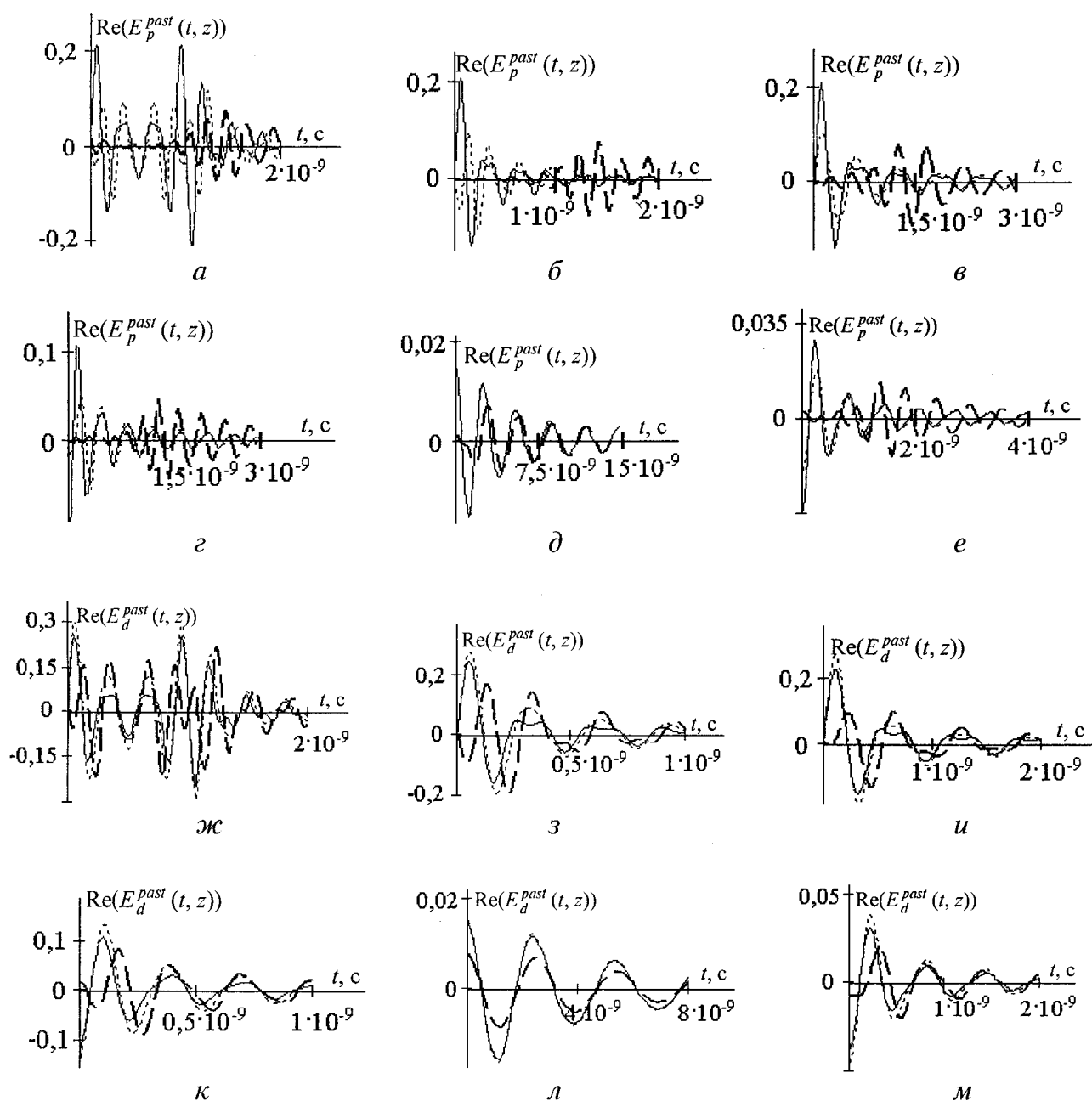


Рис. 8. Прошедшие поля для рассматриваемых импульсов:
 а—е — в плазму; ж—м — в дробно-линейную среду.
 — на расстоянии $z = 0,003$ м; - - - $z = 0,03$ м; — — — $z = 0,3$ м

Прошедшее поле, как это и следовало ожидать, имеет осциллирующий и затухающий характер. Кроме того, амплитуда прошедшего поля в плазме меняется более значительно на малых расстояниях ($z = 0,003$, $z = 0,03$ м), тогда как при увеличении расстояния до $z = 0,3$ м поля меняются не так существенно (за исключением гауссовского импульса с малой крутизной). В случае гауссовского СКИ с малой крутизной для плазменной и дробно-линейной сред прошедшие поля наиболее близки. Можно заметить, что для остальных импульсов на расстоянии $z = 0,3$ м происходит заметное запаздывание поля, которое в плазме больше, чем в дробно-линейной среде. Это обстоятельство приводит к необходимости рассмотрения про-

шедшего поля в разных масштабах времени для плазмы и дробно-линейной среды [9].

Энергетические соотношения

Падающее поле можно представить формулой (14) в виде y - и x -составляющих векторов напряженности соответственно электрического и магнитного полей. Тогда плотность потока энергии для падающего импульса в сечении $z = 0$ будет равна [10]

$$S_0 = E_{y0} H_{x0} s^2(t).$$

Полная энергия падающего поля вычисляется по формуле

$$\Theta_0 = \int_{-\infty}^{\infty} S_0(t) dt .$$

Отраженная энергия в диапазоне $-\omega_{cr} < \omega < \omega_{cr}$

$$\Theta_{p,d}^{c.ref} = \int_{-\infty}^{\infty} E_{p,d}^{c.ref}(t,0) H_{p,d}^{*c.ref}(t,0) dt ,$$

где $E_{p,d}^{c.ref}(t,0)$ — напряженность электрического поля при полном отражении, вычисленная по формуле (15);
 $H_{p,d}^{*c.ref}(t,0)$ — величина, комплексно сопряженная напряженности магнитного поля

$$H_{p,d}^{c.ref}(t,z) = H_{x0} \int_{-\omega_{cr}}^{\omega_{cr}} S(\omega) R_{p,d}(\omega) \exp[j(\omega t - kz)] d\omega ,$$

а коэффициент отражения $R_{p,d}$ определен формулой (13).

Отраженная энергия от границы раздела в диапазоне частот $|\omega| > \omega_{cr}$

$$\Theta_{p,d}^{p.ref} = \int_0^{\infty} E_{p,d}^{p.ref}(t,0) H_{p,d}^{*p.ref}(t,0) dt ,$$

где $E_{p,d}^{p.ref}(t,0)$ — напряженность электрического поля, при частичном отражении вычисленная по формуле (18);
 $H_{p,d}^{*p.ref}(t,0)$ — величина, комплексно сопряженная напряженности магнитного поля

$$H_{p,d}^{p.ref}(t,z) = H_{x0} \left[\int_{-\infty}^{-\omega_{cr}} S(\omega) R_{p,d}(\omega) e^{j(\omega t - kz)} d\omega + \int_{\omega_{cr}}^{\infty} S(\omega) R_{p,d}(\omega) e^{j(\omega t - kz)} d\omega \right] .$$

Все энергетические расчеты для различных СКИ приведены в таблице.

Расчеты показывают, что отношения отраженной энергии к падающей, рассматриваемые во всем частотном диапазоне, относительно близки к единице, а следовательно, все вышеприведенные расчеты являются удовлетворительными с энергетической точки зрения. Имеющееся отличие прежде всего связано в расчетах с ограничениями частотного диапазона (заменой бесконечных пределов интегрирования — конечными $\sim 2\text{--}3 \omega_b$ при введении понятия граничной частоты) и характеризует до некоторой степени точность расчетов [11]. В то же время для всех рассмотренных импульсов $\Theta_{p,d}^{c.ref} \gg \Theta_{p,d}^{p.ref}$, т. е. отраженная энергия в диапазоне частот, соответствующем полному отражению, на несколько порядков превосходит отраженную энергию в диапазоне частот, соответствующем частичному отражению.

Заметим, что полупространства бесстолкновительной плазмы и дробно-линейной среды обладают высокими отражающими свойствами для сверхкоротких импульсов только при значениях $\omega_{cr} \geq \omega_b$, а при обратном неравенстве часть энергии СКИ будет проходить вглубь данных сред, и отражающие свойства снижаются.

Заключение

Проанализировано поведение СКИ различной формы при распространении в плазменной и дробно-линейной полубесконечных средах, обладающих дисперсией волноводного типа. Показано, что это поведение имеет аналогичный характер, хотя плазма рассматривалась как однородная среда, обладающая частотной дисперсией, а дробно-линейная среда является средой неоднородной. Выявлены некоторые особенности распространения СКИ одного типа в этих средах, которые могут быть полезны при построении радиолокационных систем с учетом характеристик реальных сред.

Энергетические соотношения

Наименование	Θ_0	$\Theta_p^{c.ref}$	$\Theta_p^{p.ref}$	$\Theta_d^{c.ref}$	$\Theta_d^{p.ref}$
Тип СКИ:					
прямоугольный — рис. 1, а	$1,154 \cdot 10^{-12}$	$1,279 \cdot 10^{-12}$	$1,505 \cdot 10^{-15}$	$1,282 \cdot 10^{-12}$	$9,048 \cdot 10^{-15}$
треугольный — рис. 1, б	$4,421 \cdot 10^{-13}$	$4,196 \cdot 10^{-13}$	$0,872 \cdot 10^{-15}$	$4,210 \cdot 10^{-13}$	$2,863 \cdot 10^{-15}$
экспоненциальный — рис. 1, в	$6,631 \cdot 10^{-13}$	$6,179 \cdot 10^{-13}$	$1,530 \cdot 10^{-15}$	$6,215 \cdot 10^{-13}$	$6,626 \cdot 10^{-15}$
гауссовский (с большей крутизной) — рис. 1, г	$4,900 \cdot 10^{-13}$	$4,860 \cdot 10^{-13}$	$0,324 \cdot 10^{-15}$	$4,869 \cdot 10^{-13}$	$0,779 \cdot 10^{-15}$
гауссовский (с меньшей крутизной) — рис. 1, д	$4,751 \cdot 10^{-12}$	$4,746 \cdot 10^{-12}$	$0,173 \cdot 10^{-15}$	$4,750 \cdot 10^{-12}$	$0,363 \cdot 10^{-15}$
описываемый разностью полиномов Лагерра — рис. 1, е	$3,118 \cdot 10^{-12}$	$3,150 \cdot 10^{-12}$	$0,079 \cdot 10^{-15}$	$3,110 \cdot 10^{-12}$	$0,172 \cdot 10^{-15}$

Примечание. Значения энергии Θ даны в джоулях.

Л и т е р а т у р а

1. Бункин Б. В., Кашин В. А. Особенности, проблемы и перспективы субнаносекундных видеоимпульсных РЛС// Радиотехника, 1995. № 4—5. С. 128.
2. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. — М.: Мир, 1985.
3. Подосенов С. А., Потапов А. А., Соколов А. А. Электродинамика широкополосной радиолокации. — М.: Радиотехника, 2003.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Физматгиз, 1960.
5. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1979.
6. Мировицкий Д. И., Будагян И. Ф., Дубровин В. Ф. Микроволноводная оптика и голография. — М.: Наука, 1983.
7. Денисенко А. Н., Стеценко О. А. Теоретическая радиотехника: Справочное пособие. Ч. 1: Детерминированные сигналы (методы анализа). — М.: Изд. стандартов, 1993.
8. Вайнштейн Л. А. Распространение импульсов//УФН, 1976. Т. 118. Вып. 2. С. 340.
9. Будагян И. Ф., Кукушкин П. В., Фирсов И. Ю., Чеканов А. А. Отражение сверхкоротких импульсов различной формы от неоднородных и диспергирующих полубесконечных сред: 52-я НТК МИРЭА. — Москва, 12—19 мая. 2003. С. 41.
10. Gutman A. L. Space-time Green Function and short pulse propagation in different media: 11th International Conference on High-Power Electromagnetics "EURO-EM 98". — Tel Aviv, Israel, June 14—19. 1998. P. 52.
11. Будагян И. Ф., Кукушкин П. В. Сравнительный спектральный анализ сверхкоротких импульсов при отражении и прохождении плазменной и дробно-линейной полубесконечных сред: 53-я НТК МИРЭА. — Москва, 17—24 мая. 2004. С. 42.

Статья поступила в редакцию 15 августа 2004 г.

Wave processes at the reflection UWB pulses from plasma and inhomogeneous medium

I. F. Budagyan, P. V. Kukuschkin

Institute of Radio Engineering, Electronics and Automatics of Moscow, Russia

Modeling of the propagation ultra wideband electromagnetic pulses is executed, using the Fourier transform. It is shown that wave processes at the reflection and transmission pulses in mediums of two types — depressive (collisionless plasma) and inhomogeneous (inverse linear) ones — are near. Behavior of different UWS pulses is analyzed and factor influencing the propagating pulse form distortion are investigated.

* * *