

ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ОТКРЫТЫМ КОНЦОМ ВОЛНОВОДА

А.Н. Думин¹, О.А. Думина², В.А. Катрич¹, Джин Юн¹

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

²Украинская государственная академия железнодорожного транспорта, 61050, г. Харьков, пл. Фейербаха, 7
e-mail: Alexander.N.Dumin@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 5 ноября 2008 г.

Задача излучения нестационарных электромагнитных полей из открытого конца волновода решается во временной области аналитическими и прямыми численными методами. При помощи метода модового базиса задача распространения импульсного сигнала в регулярном волноводе сводится к получению оператора распространения нестационарной волны. Его применение для нахождения временной формы сигнала как при изменении времени в положительном, так и в отрицательном направлении, позволяет получить произвольную временную зависимость амплитуды поля в любой точке волновода с учетом искажений из-за дисперсии волны. Рассматривается коррекция дифракционных искажений временной формы волны и формирование короткого зондирующего импульса на волноводной апертуре путем возбуждения волновода в заданном сечении полем с заранее рассчитанной временной зависимостью. Проводится численное моделирование облучения короткими импульсами слоистой среды с потерями.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нестационарное поле, метод модового базиса, эволюционные уравнения, облучение импульсным полем.

Основными направлениями в практическом использовании импульсных электромагнитных полей являются увеличение количества информации, передаваемой в единицу времени, и исследование сред с потерями. Распространение импульсных сигналов в регулярном волноводе с односвязным контуром поперечного сечения сопровождается сильными искажениями их временной формы вследствие дисперсии. Дисперсия отсутствует при распространении ТЕМ-волн в волноводах с многосвязным контуром поперечного сечения, но структура таких мод не может обеспечить эффективное излучение поля из открытого конца волновода [1]. Структура более удобных при практическом использовании ТЕ- и ТМ-мод такова, что может обеспечить заметный рост эффективности излучения из открытого конца волновода. Пример расчета временной формы возбуждающего сигнала, способного в заданном сечении компенсировать дисперсионные искажения, приведен в [2]. Случай коррекции временной формы импульса в заданной точке при наличии не только дисперсионных, но и дифракционных искажений рассмотрен в [3].

Целью статьи является построение на основе метода модового базиса оператора распространения нестационарной волны в волноводе, исследование его свойств, его использование для компенсации дисперсионных и дифракционных искажений импульса в волноводе, а также формирования короткого зондирующего импульса на излучающей апертуре с целью исследования слоистой среды с потерями.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Импульсная электромагнитная волна с произвольной временной зависимостью возбуждается в заданном сечении волновода с односвязным контуром поперечного сечения и распространяется вдоль оси OZ . В процессе распространения импульс изменяет свою форму вследствие дисперсии и дифракционных явлений, вызванными неоднородностями, нарушающими регулярность волноведущего тракта, такими, например, как открытый, излучающий в свободное пространство или в слоистую среду с потерями, конец волновода. При помощи оператора распространения исследуем возможности улучшения характеристик такого излучателя импульсных волн для передачи информации и зондирования.

ОПЕРАТОР РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Применение метода модового базиса для решения нестационарных нелинейных задач в волноводах, заполненных слоисто неоднородной средой, приводит к преобразованию исходной трехмерной задачи для системы уравнений Максвелла в задачу для системы одномерных эволюционных уравнений [4]. В случае линейной стационарной среды данная система сводится к трем независимым уравнениям в частных производных, одно из которых – волновое уравнение, описывающее распространение ТЕМ-волн в волноводе, а два других – уравнения Клейна – Гордона, описывающие распространение нестационарных ТЕ- и ТМ- волн. Метод эволюционных уравнений, в математическом смысле, является разновидностью методов неполного разделения переменных, когда только часть переменных, в данном случае это поперечные

координаты, отделяются от исходной задачи путем проецирования на некий базис, в данном случае – модовый базис, а остальные переменные остаются в связанном виде [5]. Именно прекращение отделения зависимости уравнения от продольной координаты и времени дает возможность физически более наглядно проследить эволюцию электромагнитного поля во времени, не потеряв причинно-следственные связи в решении. Но главная сложность на этом пути состоит в поиске новых решений полученных нестационарных уравнений вместо стандартного отделения временной переменной путем применения преобразования Фурье.

Одно такое оригинальное решение дает использование метода функции Римана как для волновода [6], так и для задач в свободном пространстве [7]. Второе решение можно построить на основе замен переменных в уравнении Клейна – Гордона, приводящих к разделению переменных [8]. Поиск таких замен есть предмет исследования уравнений методами теории групп [9], причем не только были найдены замены переменных, но и доказано, что других замен переменных не существует для интересующего нас уравнения Клейна – Гордона. [10]. В силу постоянства поперечного волнового числа в регулярном волноводе многие из этих замен могут быть использованы для решения волноводных задач [11], тогда как при решении задач в неограниченном пространстве, когда поперечное волновое число изменяется от 0 до ∞ , удалось применить только одну из десяти [12]. Третий подход к решению нестационарных уравнений – численный, на основе метода конечных разностей во временной области. Он является наименее быстрым и физически наглядным, но позволяющим решить наиболее широкий круг нестационарных задач в волноводе [13] и в неограниченном пространстве с произвольным заполнением слоистым диэлектриком [14]. Однако данный метод является медленным только в сравнении с упомянутыми выше аналитическими методами. По сравнению с прямым численным расчетом трехмерных нестационарных задач, такой подход может давать выигрыш в несколько порядков во времени счета и требуемой оперативной памяти за счет предварительного уменьшения размерности задачи на две единицы, проведенного методом модового базиса [15].

Эволюция электромагнитной волны в полой односвязном волноводе описывается уравнением Клейна – Гордона, которое в нормированном виде имеет вид [4]

$$(\partial_t^2 - \partial_z^2 + 1)A_z = 0,$$

где A_z – амплитуда продольной компоненты поля ТМ- или ТЕ-моды (нумерация мод опущена), зависящая только от времени и продольной координаты, c – скорость света, k – поперечное волновое число моды. Здесь используем нормированную координату kz и время ckt . Амплитуды поперечных компонент поля можно получить путем дифференцирования амплитуды продольной компоненты поля A_z по времени или продольной координате [4].

Зависимость компонент поля от поперечных координат задается мембранными функциями $\psi(\rho, \varphi)$, которые являются решениями уравнения $(\Delta + k^2)\psi(\rho, \varphi) = 0$ с граничными условиями $\partial_n \psi|_L = 0$ и $\psi|_L = 0$ для ТЕ- и ТМ- мод соответственно, L – контур поперечного сечения волновода.

Решение уравнения Клейна – Гордона во временной области, представляющего собой волну, распространяющуюся в положительном направлении, можно получить путем применения преобразования Лапласа [2]. Во временной области амплитуда продольной компоненты поля, возбужденного при $z = 0$, в новом сечении z принимает вид

$$A^+(z, t+z) = A^+(0, t) * Z_z(t),$$

где $Z_z(t) = \delta(t) - z J_1(\sqrt{t^2 + 2zt}) / \sqrt{t^2 + 2zt}$ – оператор распространения, «*» обозначает операцию свертки, $\delta(t)$ – дельта – функция Дирака, $J_1(x)$ – функция Бесселя первого рода.

Первое слагаемое в операторе распространения отвечает за распространение поля с той же временной зависимостью амплитуды, что и у возбужденного в начале координат. Второе слагаемое, убывающее со временем и возрастающее с продольной координатой, отвечает за дисперсионные искажения импульсов в волноводе. При помощи этого оператора можно легко, по сравнению с классическими методами [16], проследить изменение временной формы сигнала в волноводе. Как пример, на рис. 1 изображено изменение формы гауссова импульса в волноводе по мере его распространения. Помимо быстрого убывания постоянной составляющей поля мы наблюдаем увеличение амплитуды запаздывающих компонент волны.

Важным является то, что оператор распространения может использоваться как при положительных значениях времени и продольной координаты, так и при отрицательных. Таким образом, мы имеем возможность не только проследить изменение формы импульса по мере распространения, но и наоборот, найти временную зависимость возбуждающего сигнала, чтобы в заданном сечении получить желаемую временную форму сигнала.

Пример такого расчета можно провести на не столь экзотическом с практической точки зрения сигнале по сравнению с гауссовым импульсом – функцией Лягерра $f(t) = 4t^2(1 - 4t/3)e^{-4t}$. На рис. 2 показано, какой должна быть временная форма поля в различных сечениях, чтобы в сечении $z = 0$ амплитуда волны

имела вид короткого импульса в виде функции Лягерра.

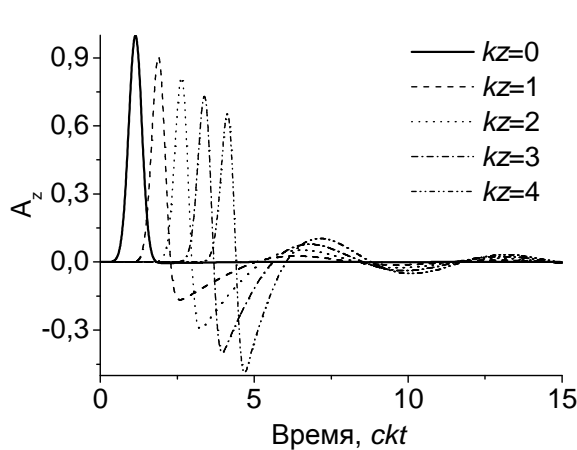


Рис. 1. Трансформация гауссова импульса в волноводе по мере распространения

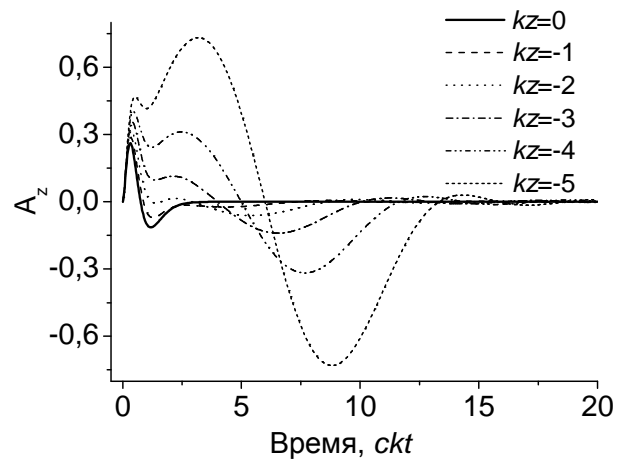


Рис. 2. Преобразование временной формы волны в волноводе в короткий лягерровский импульс

Из рис. 2 видно, что возбуждаемый импульс имеет составляющие, компенсирующие дисперсионные искажения в волноводе. В силу того, что эти составляющие имеют спектральные компоненты на частотах ниже критической частоты волновода, амплитуда возбуждающего сигнала должна экспоненциально расти по мере удаления от начала координат. Однако при небольших удалениях источника от заданного сечения потери мощности будут незначительными. Следует заметить, что полученный на рис. 2 импульс в виде функции Лягерра имеет подходящую форму для его использования в качестве зондирующего в радиолокации и радиоинтроскопии.

Далее рассмотрим возможности применения предложенного подхода на основе оператора распространения для коррекции временной формы сигнала и формирования короткого импульса на излучающей апертуре с целью зондирования поглощающих слоистых сред.

КОРРЕКЦИЯ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА

Если по мере распространения импульсной волны в волноводе произошло небольшое отклонение его временной формы от заданной вследствие воздействия неоднородностей, имеющих линейный характер, то такие искажения можно откорректировать изменением временной зависимости возбуждающего поля. Примерами таких неоднородностей могут быть изгибы волновода, небольшие диэлектрические включения, в том числе и с потерями, небольшие отверстия и т.п. Пользуясь тем, что процесс изменения формы волны при распространении является линейным, найдем формулу для коррекции временной формы сигнала [3].

Пусть L_i – оператор распространения волны в регулярном волноводе, полученный выше, где индекс «i» значит «идеальный». Тогда распространение волны в волноводе с неоднородностью будет описываться оператором $L_r = L_i + L_d$, где L_d – линейный оператор, отвечающий за дифракционные искажения. Таким образом, при возбуждении волновода сигналом с временной зависимостью $f(t)$ в заданном сечении будет получено поле с временной зависимостью $F(t) = L_r f(t) = F_i(t) + F_d(t)$, причем последнее слагаемое пусть будет по амплитуде меньше первого, то есть дифракционные искажения полагаются незначительными. В этом предположении мы имеем возможность исправить временную форму сигнала в заданном сечении, приблизить ее к «идеальной» $F_i(t)$.

Добавим к исходному возбуждающему сигналу слагаемое, исправляющее нежелательные искажения $f_{new}(t) = f(t) - f_d(t)$, которое найдем из выражения $f_d(t) = L_i^{-1} F_d(t)$. Тогда временная зависимость поля в заданном сечении будет ближе к идеальной $L_r f_{new}(t) = F_i(t) - L_d L_i^{-1} F_d(t)$ в силу того, что и величина искажений $F_d(t)$ и норма оператора L_d малы.

Проиллюстрируем описанный метод для случая искажения временной формы ТЕ-волны в круглом волноводе на неоднородности в виде его открытого конца. Выберем в качестве возбуждающего импульса соответствующую временную зависимость из рис. 2 таким образом, чтобы на апертуре круглого волновода был сформирован короткий лягерровский импульс. Учет дифракционных эффектов на открытом конце проведем путем прямого численного моделирования во временной области. Полученные искажения откорректируем приведенным выше подходом и, после нахождения новой временной зависимости возбуждающего сигнала, повторим расчет при помощи FDTD. Результат показан на рис. 3, где изображены первоначальный и исправленный возбуждающие импульсы, а также амплитуда поля на апертуре до и после коррекции. Как видно, искажения амплитуды импульса на апертуре в виде паразитных послеимпульсных

колебаний были небольшими, что позволило за одно исправление, согласно приведенным выше формулам, почти полностью их устранить и получить импульс, практически неотличимый от лягерровского.

ОБЛУЧЕНИЕ СЛОИСТОЙ СРЕДЫ С ПОТЕРЯМИ КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Для эффективного зондирования сред электромагнитными волнами их необходимо облучать импульсом с максимально короткой длительностью. Для формирования такого импульса нужно, чтобы поля на излучающей апертуре также имели форму импульса с минимально возможной длительностью. Использование оператора распространения позволяет рассчитать такой импульсный излучатель. В качестве примера рассмотрим облучение короткими импульсами из открытого конца круглого волновода слоистой среды с потерями [17]. Исследуемая среда имеет размеры и электрические параметры, аналогичные кожному покрову человека, и состоит из трех слоев (см. рис. 4): кожи, жировой и мышечной ткани. За мышечную ткань предполагается идеальное поглощение волн, что обосновано, если принять во внимание сильное затухания электромагнитного поля в такой среде.

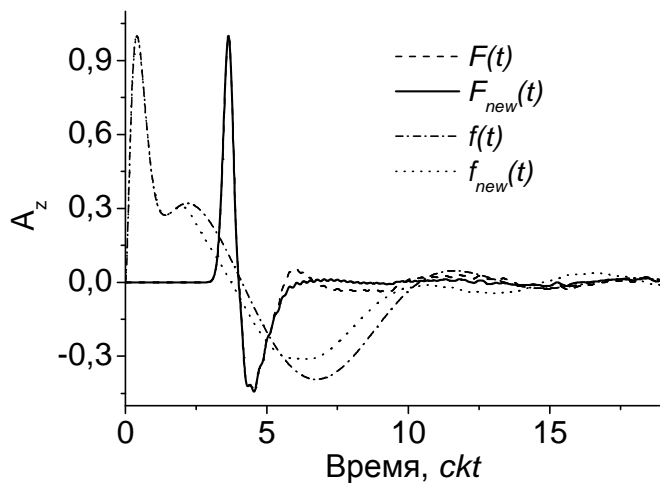


Рис. 3. Изначальные и исправленные возбуждающие сигналы и импульсы на апертуре

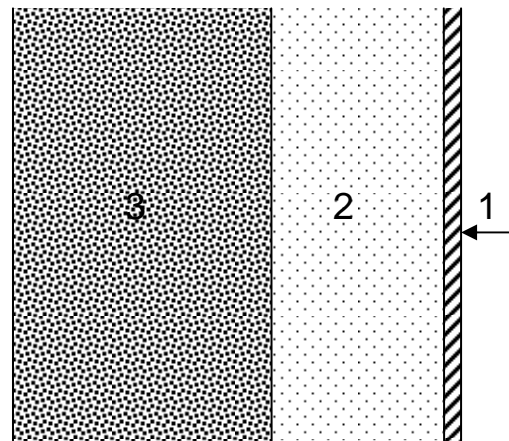


Рис. 4. Модель кожного покрова: 1 – кожа, 2 – жировая ткань, 3 – мышечная ткань

С целью нахождения амплитуды волны, отраженной от такой слоистой структуры, проводится численный расчет при помощи метода FDTD, когда апертура волновода расположена непосредственно на внешней границе среды 1 (рис. 4). Так как значительный, но малоинформативный вклад в отраженный сигнал вносит граница раздела воздух-кожа, целесообразно вычесть из отраженного поля эту составляющую. Данная временная зависимость амплитуды отраженного поля, пришедшего в волновод и достигшего сечения, в котором он возбуждался, изображена на рис. 5. Кроме того, на этом рисунке показана временная зависимость отраженного поля, из которой вычтены составляющие, ответственные за отражение и от первой, и от второй границы раздела, а также изображен сигнал, отраженный только от границы кожа-жировая ткань. Последние две кривые нанесены только для облегчения анализа, они не могут быть получены в реальном эксперименте; видно, что их сумма дает первую кривую на рис. 5. Так как длительность зондирующего электромагнитного импульса в численном эксперименте равна 0,5 нс, практически невозможно определить толщины слоев, даже если точно известны электрические параметры сред.

Для улучшения согласования излучателя и среды предлагается заполнять волновод средой с такими же параметрами, как и в слое 1, но без потерь. Это привело к тому, что при численном моделировании амплитуда возбужденного поля увеличилась в два раза, но, благодаря лучшему согласованию, амплитуда отраженного сигнала, как видно из рис. 6, увеличилась в 8 раз. К тому же, анализ слоистой структуры по отраженному полю немного упрощается. Однако применение искусственных нейронных сетей для анализа таких структур позволяет на порядок увеличить точность определения толщин слоев по сравнению с визуальным анализом [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе метода эволюционных уравнений получен оператор распространения нестационарной волны в волноводе. Показано, что с его помощью удастся исправить как дисперсионные, так и дифракционные искажения импульсов, что позволяет увеличить скорость передачи информации и точность определения параметров сред при зондировании.

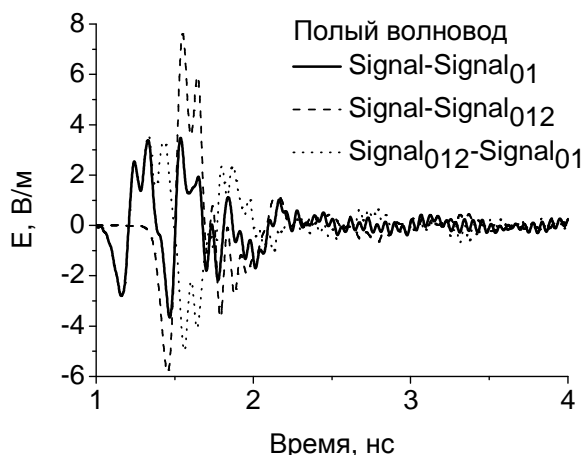


Рис. 5. Временная зависимость амплитуды поля, отраженного от слоистой структуры, при облучении открытым концом полого волновода

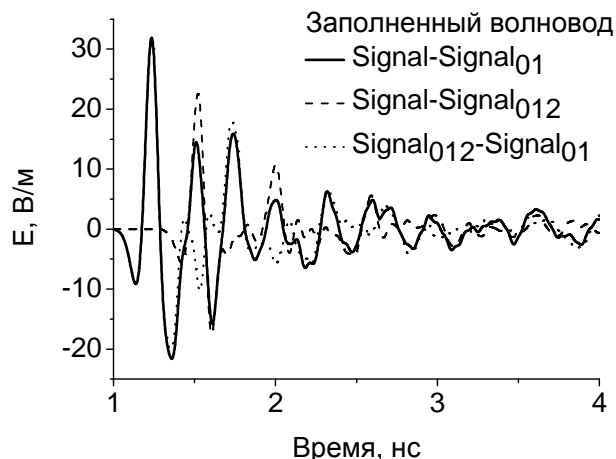


Рис. 6. Временная зависимость амплитуды поля, отраженного от слоистой структуры, при облучении открытым концом волновода с диэлектриком

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горобец Н.Н., Думин А.Н., Думина О.А. Излучение нестационарных полей из открытого конца коаксиального волновода со смещенным внутренним проводником // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2006. – Вип. 10. – №712. – С.42–46.
 2. Dumin O. M., Dumina O. O., Zheng Yu, Shishkova A.V., Katrich V.O. Transient radiation from the open end of circular waveguide // Proc. VI International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT-2007). – Sevastopol (Ukraine). – 2007. – P.181–183.
 3. Dumin O.M., Dumina O.O., Katrich V.O. Controlled transient radiation from the open end of circular waveguide // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2008). – Odessa (Ukraine). – 2008. – P.298–300.
 4. Третьяков О.А. Эволюционные волноводные уравнения // Радиотехника и электроника. – 1989. – Т.34, №5. – С.917–926.
 5. Tretyakov O.A. Essentials of Nonstationary and Nonlinear Electromagnetic Field Theory // Hashimoto M., Idemen M., Tretyakov O.A. Analytical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory. – Tokyo: Science House Co, Ltd, 1993. – 572 p.
 6. Борисов В.В. Неустановившиеся поля в волноводах. – Л.: Изд. ЛГУ, 1991. – 156 с.
 7. Третьяков О.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем // Электромагнитные волны & электронные системы. 1998. Т.3. N1. С.12-22.
 8. Nikitskiy S., Tretyakov O., Yemelyanov K. An Arbitrary Signal Propagation in Waveguides // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory VI (MMET-96). – Lviv (Ukraine). – 1996. – P.260–263.
 9. Миллер У. мл. Симметрия и разделение переменных. – М.: Мир, 1981. – 342 с.
 10. Kalnins E.G. On the separation of variables for the Laplace equation $\Delta\psi + k^2\psi = 0$ in two – and three–dimensional Minkowski space // SIAM J. Math. Anal. – 1975. – V.6, N2. – P.340–374.
 11. Tretyakov O.A., Zheng Yu. New explicit solutions in time domain for waveguide signals // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2000). – Kharkov (Ukraine). – 2000. – P.527–529.
 12. Думин А.Н., Катрич В.А., Колчигин Н.Н., Пивненко С.Н., Третьяков О.А. Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода // Радиофізика та радіоастрономія. – 2000. – Т.5, №1. – С.55–66.
 13. Джин Юн, Кочетов Б.А., Бутрым А.Ю. Конечно-разностная схема во временной области и аналитическое решение уравнения Клейна-Гордона // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2006. – Вип. 10. – №712. – С.91–94.
 14. Dumin O.M., Dumina O.O., Katrich V.O. Propagation of spherical transient electromagnetic wave through radially inhomogeneous medium // Proc. 3rd International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2006). – Sevastopol (Ukraine, September 18-22). – 2006. – P.276–278.
 15. Dumin O.M., Dumina O.O., Katrich V.O. Comparative Analysis of The Analytical and numerical solutions of transient wave propagation problem // Proc. of The XI-th International Seminar / Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic wave Theory (DIPED-06). – Tbilisi (Georgia). – 2006. – P.43-46.
 16. Вайнштейн Л.А. Распространение импульсов. Четвертая Всесоюзная школа-семинар по дифракции и распространению волн. – Рязань: Изд-во Рязанского радиотехнического института, 1975. – 91 с.
 17. Dumin O.M., Dumina O.O., Katrich V.O. Impulse Irradiation of layered medium by the open end of circular waveguide // Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2008). – Sevastopol (Ukraine, September 15-19). – 2008. – P.232–234.
- Shyrokora D.V., Dumin O.M., Dumina O.O. Time domain analysis of reflected impulse fields by artificial neural network // Proc. 4th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS-2008). – Sevastopol (Ukraine, September 15-19). – 2008. – P.124–126.**