УДК 517.958, 537.876.46

Е. Д. Деревянчук

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕНЗОРА МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МНОГОСЕКЦИОННОЙ ДИАФРАГМЫ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ ПО КОЭФФИЦИЕНТАМ ПРОХОЖДЕНИЯ ИЛИ ОТРАЖЕНИЯ[1]

Аннотация.

Актуальность и цели. Исследована обратна задача восстановления тензора магнитной проницаемости многосекционной диафрагмы в прямоугольном волноводе по коэффициентам прохождения или отражения.

Материалы и методы. Обратная задача представлена в виде краевой задачи для уравнений Максвелла; для решения поставленной обратной задачи применяются общие методы теории краевых задач, теории приближенных методов решения нелинейных систем уравнений.

Результаты. Разработан численно-аналитический метод решения обратной задачи восстановления тензора магнитной проницаемости многосекционной диафрагмы в прямоугольном волноводе по коэффициентам прохождения или отражения.

Выводы. Полученные результаты могут быть использованы при определении электромагнитных свойств анизотропных слоистых или композитных материалов.

Ключевые слова: обратная задача электродинамики, многосекционная диафрагма, тензор магнитной проницаемости, прямоугольный волновод.

E. D. Derevyanchuk

AN INVERSE PROBLEM OF TENSOR RECONSTRUCTION OF A MULTI-SECTIONAL DIAPHRAGM IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE BY THE TRANSMISSION OR REFLECTION COEFFICIENTS

Abstract.

Background. The aim of the work is to study an inverse problem of tensor reconstruction of a multi-sectional diaphragm in a rectangular waveguide by the transmission or reflection coefficients.

Material and methods. The problem is considered as an inverse problem of electrodynamics, it is presented as a boundary value problem for Maxwell's equations; it was applied the theory of boundary value problems for Maxwell's equations, the theory of approximate methods for solving nonlinear systems.

Results. The author has developed a numerical-analytical solution for the inverse problem of tensor reconstruction of a multi-sectional diaphragm in a rectangular waveguide by the transmission or reflection coefficients.

Conclusions. The obtained results can be used for determination of electromagnetic characteristics of anisotropic composite materials.

Key words: inverse electrodynamics problem, multi-sectional diaphragm, permeability tensor, rectangular waveguide.

[1] Работа выполнена частично при финансовой поддержке гранта Минобрнауки РФ № 2.11.02.2014/К (проектная часть) и Стипендии Президента РФ № 1311.2015.5.

Введение

Задача восстановления тензора магнитной проницаемости многосекционной диафрагмы в прямоугольном волноводе по коэффициентам прохождения или отражения относится к классу обратных задач электродинамики [1, 2]. Несмотря на то, что разработаны численные методы решения обратных задач для произвольных тел в прямоугольном волноводе [2], до сих остаются актуальными и важными для практики частные случаи такого рода задач, а именно обратные задачи для диафрагмы в волноводе. Под диафрагмой понимается параллелепипед, стенки которого плотно прилегают к стенкам волновода.

Целью данной работы является исследование обратной задачи восстановления электромагнитных характеристик анизотропной многосекционной диафрагмы по измеренным на различных частотах коэффициентам прохождения или отражения.

Данная статья является развитием результатов, полученных в работах [3, 4]. В отличие от работы [3], где исследовалась обратная задача восстановления *тензора* магнитной проницаемости *односекционной* диафрагмы, и работы [4], где были получены результаты для обратных задач восстановления тензора *диэлектрической* проницаемости *двухсекционной* диафрагмы, в данной статье исследуются обратные задачи восстановления *тензора магнитной проницаемости многосекционной* диафрагмы.

Обратные задачи сводятся к решению соответствующих краевых задач для системы уравнений Максвелла. На основе разработанного в [4] рекуррентного метода и метода «поворота» диафрагмы [3] получены решения поставленных обратных задач для многосекционной диафрагмы.

Разработанные численные методы решения обратных задач реализованы в виде комплекса программ и апробированы для двухсекционной диафрагмы.

1. Постановка обратной задачи дифракции

Пусть в декартовой системе координат задан волновод

$$P = \{x : 0 < x_1 < a, 0 < x_2 < b, -\infty < x_3 < \infty\}$$

с идеально проводящей поверхностью ∂P. В волноводе расположена многосекционная диафрагма Q ($Q \subset P$ – область) с секциями

$$Q_j = \{(x, y, z) : 0 < x < a, 0 < y < b, l_{j-1} < z < l_j\},$$

$$Q = \bigcup_{j=1}^{n} Q_j,$$

здесь $l_j - l_{j-1}$ (известная) толщина j-й секции и $l_0 = 0, l_n = l$, l – полная длина диафрагмы. В $P \setminus \bar{Q}$ среда изотропна и однородна с проницаемостями $\varepsilon_0 > 0, \mu_0 > 0$. Каждая секция Q_j диафрагмы представляет собой анизотропную среду с известным диагональным тензором диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{(j)}=\begin{pmatrix}\varepsilon_{11}^{(j)} & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_{22}^{(j)} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^{(j)}\end{pmatrix} \tag{1}$$

и неизвестным тензором магнитной проницаемости:

$$\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(j)}=\begin{pmatrix}\mu_{11}^{(j)} & 0 & 0\\ 0 & \mu_{22}^{(j)} & 0\\ 0 & 0 & \mu_0\end{pmatrix}. \tag{2}$$

Поведение электромагнитного поля внутри волновода P удовлетворяет уравнениям Максвелла

$$\begin{cases}\operatorname{rot}\mathbf{H}=-i\omega\varepsilon_0\,\mathbf{E},\\ \operatorname{rot}\mathbf{E}=i\omega\mu_0\mathbf{H}\end{cases} \tag{3}$$

вне диафрагмы и

$$\begin{cases}\operatorname{rot}\mathbf{H}=-i\omega\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{(j)}\,\mathbf{E},\\ \operatorname{rot}\mathbf{E}=i\omega\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(j)}\mathbf{H}\end{cases} \tag{4}$$

внутри диафрагмы, где $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля, $\mathbf{H}$ – вектор напряженности магнитного поля; $\omega>0$ – круговая частота. Будем предполагать, что волновое число k_0 ($k_0^2=\omega^2\varepsilon_0\mu_0$) удовлетворяет следующему диапазону: $\pi/a<k_0<\pi/b$ [3]. В этом случае в волноводе распространяется только волна H_{10}, волновод работает в *одномодовом* режиме. Внешнее электрическое поле имеет вид [5]:

$$\mathbf{E}^0=A\sin\left(\frac{\pi x_1}{a}\right)e^{-i\gamma_0 x_3}\mathbf{e}_2,$$

что соответствует волне типа H_{10} с известной амплитудой A,

$$\gamma_0=\sqrt{k_0^2-\pi^2/a^2}=\sqrt{\omega^2\varepsilon_0\mu_0-\pi^2/a^2},$$

γ_0 – постоянная распространения волны H_{10}, $\mathbf{e}_2$ – орт вдоль оси Oy. Вектор $\mathbf{H}^0$ определяется из второго уравнения системы (3).

С учетом того, что в волноводе распространяется только волна H_{10}, будем искать поле в волноводе в виде

$$\mathbf{E}=\left(0\;E_y\;0\right),$$

$$\mathbf{H}=\left(H_x\;0\;H_z\right).$$

Полное поле вне Q имеет вид

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{-i\gamma_0 z} + Be^{i\gamma_0 z})\mathbf{e}_2, & z < 0, \\ \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)Fe^{-i\gamma_0 z}\mathbf{e}_2, & z > l, \end{cases} \quad (5)$$

и внутри каждой секции Q_j:

$$\mathbf{E} = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)(C_j e^{-i\gamma_j z} + D_j e^{i\gamma_j z})\mathbf{e}_2, \quad l_{j-1} < z < l_j, \quad j = 1,\ldots,n+1. \quad (6)$$

Здесь $\gamma_{n+1} = \gamma_0$; A – амплитуда падающей волны; B и F – коэффициенты, известные из результатов измерений. На границе областей должны выполняться условия сопряжения:

$$[E_y]_L = 0, \quad [H_x]_L = 0, \quad (7)$$

где $L := \left\{(x,y,z) : z = 0,\ldots,z = l_j,\ldots,z = l_n\right\}$, $j = 1,\ldots,n$, $[\cdot]_L$ – скачок предельных значений функции на границе раздела сред L; E_y, H_x – тангенциальные составляющие векторов $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ соответственно.

Введем следующие обозначения для рассматриваемых обратных задач: P – обратная задача восстановления характеристик диафрагмы по значениям коэффициента прохождения F/A, Q – обратная задача, в которой используются значения коэффициента отражения B/A. Неизвестные величины записаны в нижнем индексе, в верхнем – поле чисел, в котором разыскиваются искомые величины. Тогда постановка задач имеет вид.

Постановка обратных задач $P_{\hat{\mu}^{(j)}}$ ($Q_{\hat{\mu}^{(j)}}$): требуется по известным коэффициентам прохождения F/A (или коэффициентам отражения B/A) электромагнитного поля, измеренным на различных частотах, определить диагональный тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}_j$ ($j = 1,\ldots,n$) каждой секции анизотропной многосекционной диафрагмы, помещенной в прямоугольный волновод.

2. Обратные задачи $P_{\hat{\mu}^{(j)}}$ и $Q_{\hat{\mu}^{(j)}}$

Математическая постановка задачи сводится к решению краевой задачи (1)–(7) для системы уравнений Максвелла. Из системы (4), равенств (6) и (7) имеем следующее выражение для постоянной распространения γ_j:

$$\gamma_j = \sqrt{\left(\omega^2 \varepsilon_{22}^{(j)} \mu_0 - \frac{\pi^2}{a^2}\right)\mu_{11}^{(j)} \Big/ \mu_0}, \quad j = 1,\ldots,n. \quad (8)$$

В работе [2] для тензоров (1), (2) были получены формулы зависимости коэффициента прохождения F/A от компонент диэлектрических и магнитных тензоров и формула зависимости коэффициента отражения B/A от компонент диэлектрических и магнитных тензоров:

$$\frac{F}{A}=\frac{2e^{-i\gamma_0 l_n}\prod\limits_{j=0}^{n}\frac{\gamma_j}{\mu_{11}^{(j)}}}{\frac{\gamma_n}{\mu_{11}^{(n)}}p_{n+1}^{(+)}+\frac{\gamma_0}{\mu_0}q_{n+1}^{(+)}} \tag{9}$$

и

$$\frac{B}{A}=\frac{\left(\frac{\gamma_n}{\mu_{11}^{(n)}}p_{n+1}^{(-)}+\frac{\gamma_0}{\mu_0}q_{n+1}^{(-)}\right)}{\left(\frac{\gamma_n}{\mu_{11}^{(n)}}p_{n+1}^{(+)}+\frac{\gamma_0}{\mu_0}q_{n+1}^{(+)}\right)}, \tag{10}$$

где

$$p_1=1, p_2^{(\pm)}=\frac{\gamma_{j-1}}{\mu_{11}^{(j-1)}}p_1\cos\alpha_j\pm\frac{\gamma_j}{\mu_{11}^{(j)}}q_1 i\sin\alpha_j,$$

$$p_{j+1}^{(\pm)}=\frac{\gamma_{j-1}}{\mu_{11}^{(j-1)}}p_j^{(\pm)}\cos\alpha_j+\frac{\gamma_j}{\mu_{11}^{(j)}}q_j^{(\pm)}i\sin\alpha_j,$$

$$q_1=1,\ q_2=\frac{\gamma_{j-1}}{\mu_{11}^{(j-1)}}p_1 i\sin\alpha_j\pm\frac{\gamma_j}{\mu_{11}^{(j)}}q_1\cos\alpha_j,$$

$$q_{j+1}^{(\pm)}=\frac{\gamma_{j-1}}{\mu_{11}^{(j-1)}}p_j^{(\pm)}i\sin\alpha_j+\frac{\gamma_j}{\mu_{11}^{(j)}}q_j^{(\pm)}\cos\alpha_j, \tag{11}$$

$$\alpha_j=\gamma_j\left(l_j-l_{j-1}\right),\ j=1,...,n.$$

Каждое из уравнений (9) и (10) представляет собой комплексное нелинейное уравнение с n неизвестными $\mu_{11}^{(j)}$ $\left(j=1,...,n\right)$. Из уравнения (9) при k ($k=n/2$, если n – четно, $k=n/2+1$, если n – нечетно) на различных частотах ω_m $\left(m=1,...,k\right)$ получаем систему нелинейных уравнений:

$$\frac{F\left(\omega_m\right)}{A}=\frac{2e^{-i\gamma_0(\omega_m)l_n}\prod\limits_{j=0}^{n}\frac{\gamma_j\left(\omega_m\right)}{\mu_{11}^{(j)}}}{\frac{\gamma_n\left(\omega_m\right)}{\mu_{11}^{(n)}}p_{n+1}^{(+)}\left(\omega_m\right)+\frac{\gamma_0}{\mu_0}q_{n+1}^{(+)}\left(\omega_m\right)}\quad\left(m=1,...,k\right), \tag{12}$$

решая которую методом Левенберга – Марквардта, находим неизвестные $\mu_{11}^{(j)}$ $\left(j=1,...,n\right)$.

Для того чтобы найти остальные компоненты диагонального тензора $\mu_{22}^{(j)}$ $(j=1,...,n)$, будем применять так называемый метод «поворота диафрагмы», предложенный в работе [3], суть которого состоит в следующем. Пространственно ориентируя диафрагму в волноводе, найдем такое положение диафрагмы, при котором изменится положения компонент тензоров на главной диагонали, а именно необходимо найти такой поворот диафрагмы, при котором компоненты $\mu_{11}^{(j)}$ и $\mu_{22}^{(j)}$ $(j=1,...,n)$ поменялись бы местами. Это поворот относительно оси Oz на угол $\varphi=\pi/2$, которому соответствует матрица

$$A_1=\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0\\ -1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}. \tag{13}$$

В результате поворота тензор магнитной проницаемости примет вид

$$\tilde{\mu}^{(j)}=A_1^{-1}\tilde{\mu}^{(j)}A_1 \quad \tilde{\boldsymbol{\mu}}^{(j)}=\begin{pmatrix} \mu_{22}{}^{(j)} & 0 & 0\\ 0 & \mu_{11}{}^{(j)} & 0\\ 0 & 0 & \mu_0\end{pmatrix}.$$

Тензор диэлектрической проницаемости преобразуется так же. Тогда для новых тензоров выражение для постоянной распространения $\tilde{\gamma}_j$ каждой секции многосекционной диафрагмы примет вид

$$\tilde{\gamma}_j=\sqrt{\left(\omega^2\varepsilon_{22}^{(j)}\mu_0-\frac{\pi^2}{a^2}\right)\mu_{22}^{(j)}\Big/\mu_0},\quad j=1,\ldots,n. \tag{14}$$

Проводя аналогичные рассуждения, как и для тензоров в исходном положении диафрагмы, окончательно получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\tilde{F}(\omega_m)}{A}=\frac{2e^{-i\tilde{\gamma}_0(\omega_m)l_n}\prod\limits_{j=0}^{n}\dfrac{\tilde{\gamma}_j(\omega_m)}{\mu_{22}^{(j)}}}{\dfrac{\tilde{\gamma}_n(\omega_m)}{\mu_{22}^{(n)}}\tilde{p}_{n+1}^{(+)}(\omega_m)+\dfrac{\tilde{\gamma}_0}{\mu_0}\tilde{q}_{n+1}^{(+)}(\omega_m)}\quad (m=1,...,n),$$

$$p_1=1,\tilde{p}_2^{(\pm)}=\frac{\tilde{\gamma}_{j-1}}{\mu_{22}^{(j-1)}}p_1\cos\tilde{\alpha}_j\pm\frac{\tilde{\gamma}_j}{\mu_{22}^{(j)}}q_1 i\sin\tilde{\alpha}_j,$$

$$\tilde{p}_{j+1}^{(\pm)}=\frac{\tilde{\gamma}_{j-1}}{\mu_{22}^{(j-1)}}\tilde{p}_j^{(\pm)}\cos\tilde{\alpha}_j+\frac{\tilde{\gamma}_j}{\mu_{22}^{(j)}}\tilde{q}_j^{(\pm)}i\sin\tilde{\alpha}_j, \tag{15}$$

$$q_1=1,\tilde{q}_2^{(\pm)}=\frac{\tilde{\gamma}_{j-1}}{\mu_{22}^{(j-1)}}p_1 i\sin\tilde{\alpha}_j\pm\frac{\tilde{\gamma}_j}{\mu_{22}^{(j)}}q_1\cos\tilde{\alpha}_j,$$

$$\tilde{q}_{j+1}^{(\pm)} = \frac{\tilde{\gamma}_{j-1}}{\mu_{22}^{(j-1)}} \tilde{p}_j^{(\pm)} i \sin\tilde{\alpha}_j + \frac{\tilde{\gamma}_j}{\mu_{22}^{(j)}} \tilde{q}_j^{(\pm)} \cos\tilde{\alpha}_j,$$

$$\tilde{\alpha}_j = \tilde{\gamma}_j \left(l_j - l_{j-1}\right), \quad j = 1,...,n, \tag{16}$$

решая которую методом Левенберга – Марквардта, находим неизвестные компоненты $\mu_{22}^{(j)}$ $\left(j = 1,...,n\right)$.

Проводя аналогичные рассуждения для коэффициента отражения, получим, что решение обратной задачи $Q_{\hat{\mu}^{(j)}}$ сводится к системам:

$$\frac{B(\omega_m)}{A} = \frac{\dfrac{\gamma_n(\omega_m)}{\mu_{11}^{(n)}} p_{n+1}^{(-)}(\omega_m) + \dfrac{\gamma_0(\omega_m)}{\mu_0} q_{n+1}^{(-)}(\omega_m)}{\dfrac{\gamma_n(\omega_m)}{\mu_{11}^{(n)}} p_{n+1}^{(+)}(\omega_m) + \dfrac{\gamma_0(\omega_m)}{\mu_0} q_{n+1}^{(+)}(\omega_m)}, \tag{17}$$

$$\frac{\tilde{B}(\omega_m)}{A} = \frac{\dfrac{\tilde{\gamma}_n(\omega_m)}{\mu_{11}^{(n)}} \tilde{p}_{n+1}^{(-)}(\omega_m) + \dfrac{\tilde{\gamma}_0(\omega_m)}{\mu_0} \tilde{q}_{n+1}^{(-)}(\omega_m)}{\dfrac{\tilde{\gamma}_n(\omega_m)}{\mu_{11}^{(n)}} \tilde{p}_{n+1}^{(+)}(\omega_m) + \dfrac{\tilde{\gamma}_0(\omega_m)}{\mu_0} \tilde{q}_{n+1}^{(+)}(\omega_m)} \quad \left(m = 1,...,k\right), \tag{18}$$

решая которые методом Левенберга – Марквардта, находим неизвестные $\mu_{11}^{(j)}$ и $\mu_{22}^{(j)}$ $\left(j = 1,...,n\right)$ искомого тензора.

3. Численные результаты

Разработанные в разд. 2 численные методы решения обратных задач были реализованы в виде комплекса программ. В табл. 1 представлены численные результаты решения обратной задачи P_{ε_j, l_j}. Все единицы измерения указаны в системе СГС.

Параметры волновода: $a = 2{,}286$ см, $b = 1$ см; измерения проводятся на частоте $f = 11{,}93$ ГГц, $f = 8{,}12$, амплитуда падающего поля $A = 1$, толщина каждой секции $l_j - l_{j-1} = 0{,}5$.Тензоры диэлектрической проницаемости каждой секции известны:

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{(1)} = \begin{pmatrix} 43 & 0 & 0 \\ 0 & 28 & 0 \\ 0 & 0 & 28 \end{pmatrix}, \quad \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^{(2)} = \begin{pmatrix} 11{,}6 & 0 & 0 \\ 0 & 9{,}4 & 0 \\ 0 & 0 & 9{,}4 \end{pmatrix},$$

В первом столбце табл. 1 указаны значения коэффициента прохождения на каждой частоте при исходном положении диафрагмы и после поворота, во втором – вычисленные значения тензора магнитной проницаемости каждой секции двухсекционной диафрагмы, в последнем столбце указаны точные значения искомых величин.

Таблица 1

Значения $\frac{F^{(1)}(\omega_1)}{A}, \frac{F^{(1)}(\omega_2)}{A}$ $\frac{F^{(2)}(\omega_1)}{A}, \frac{F^{(2)}(\omega_2)}{A}$	Вычисленные $\mu_{11}^{(1)}\ \mu_{22}^{(1)},\ \mu_{11}^{(2)}\ \mu_{22}^{(2)}$	Точные $\mu_{11}^{(1)}\ \mu_{22}^{(1)},\ \mu_{11}^{(2)}\ \mu_{22}^{(2)}$
0,272 + 0,457i; 0,090 – 0,179i; 0,326 + 0,353i; 0,170 – 0,137i	$\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(1)} = \begin{pmatrix} 1.206 & 0 & 0 \\ 0 & 1.989 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(2)} = \begin{pmatrix} 2.26 & 0 & 0 \\ 0 & 3.99 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(1)} = \begin{pmatrix} 1.2 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(2)} = \begin{pmatrix} 2.27 & 0 & 0 \\ 0 & 4 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$
0,516 + 0,817i; 0,785 – 0,205i; 0,497 + 0,561i; –0,372 – 0,775i;	$\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(1)} = \begin{pmatrix} 1.99996 & 0 & 0 \\ 0 & 5.00001 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(2)} = \begin{pmatrix} 8.0001 & 0 & 0 \\ 0 & 12.0022 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(1)} = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 5 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\hat{\boldsymbol{\mu}}^{(2)} = \begin{pmatrix} 8 & 0 & 0 \\ 0 & 12 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$

Из табл. 1 видно, что относительная погрешность вычислений не превышает 5 %, что говорит об эффективности разработанного метода.

Заключение

Разработан численный метод решения обратной задачи восстановления тензора магнитной проницаемости многосекционной диафрагмы в прямоугольном волноводе по коэффициентам прохождения или отражения. Метод реализован в виде комплекса программ, протестирован на тестовых задачах. В статье представлены численные результаты решения обратной задачи для двухсекционной диафрагмы, относительная погрешность вычислений не превышает 5 %. Предложенный метод может применяться для определения электромагнитных характеристик анизотропных материалов.

Список литературы

1. **Ильинский, А. С.** Математические модели электродинамики / А. С. Ильинский, В. В. Кравцов, А. Г. Свешников. – М. : Высшая школа, 1991. – 224 с.
2. **Медведик, М. Ю.** Обратные задачи восстановления диэлектрической проницаемости неоднородного тела в волноводе / М. Ю. Медведик, Ю. Г. Смирнов. – Пенза : Изд-во ПГУ, 2014. – 76 с.
3. **Деревянчук, Е. Д.** Решение обратной задачи определения тензора магнитной проницаемости диафрагмы в прямоугольном волноводе / Е. Д. Деревянчук // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2013. – № 1 (25). – С. 34–44.
4. **Derevyanchuk, E. D.** Tensor permittivity reconstruction of two-sectional diaphragm in a rectangular waveguide / E. D. Derevyanchuk, Yu. G. Smirnov // Days on

Diffraction : Proceedings of the International Conference (St. Petersburg, Russia, 2014). – St. Petersburg, 2014 – P. 65–68.
5. **Smirnov, Yu. G.** Permittivity reconstruction of layered dielectrics in a rectangular waveguide from the transmission coefficient at different frequencies / Yu. G. Smirnov, Yu.V. Shestopalov and E. D. Derevyanchuk // Inverse Problems and Large-Scale Computations, Series : Springer Proceedings in Mathematics and Statistics. – 2013. – Vol. 52. – P. 169–181.

References

1. Il'inskiy A. S., Kravtsov V. V., Sveshnikov A. G. *Matematicheskie modeli elektrodinamiki* [Mathematical models of electrodynamics]. Moscow: Vysshaya shkola, 1991, 224 p.
2. Medvedik M. Yu., Smirnov Yu. G. *Obratnye zadachi vosstanovleniya dielektricheskoy pronitsaemosti neodnorodnogo tela v volnovode* [Inverse problems of dielectric permeability reconstruction of a heterogeneous body in a waveguide]. Penza: Izd-vo PGU, 2014, 76 p.
3. Derevyanchuk E. D. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* [University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences]. 2013, no. 1 (25), pp. 34–44.
4. Derevyanchuk E. D., Smirnov Yu. G. *Days on Diffraction: Proceedings of the International Conference (St. Petersburg, Russia, 2014)*. Saint-Petersburg, 2014, pp. 65–68.
5. Smirnov Yu. G., Shestopalov Yu. V. and Derevyanchuk E. D. *Inverse Problems and Large-Scale Computations, Series: Springer Proceedings in Mathematics and Statistics*. 2013, vol. 52, pp. 169–181.

Деревянчук Екатерина Дмитриевна
лаборант-исследователь, Научно-исследовательский центр «Суперкомпьютерное моделирование в электродинамике», Пензенский государственный университет (Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)

Derevyanchuk Ekaterina Dmitrievna
Research-laboratory assistant, Research Center "Supercomputer modeling in electrodynamics", Penza State University (40 Krasnaya street, Penza, Russia)

E-mail: mmm@pnzgu.ru

УДК 517.958, 537.876.46

Деревянчук, Е. Д.

Обратная задача восстановления тензора магнитной проницаемости многосекционной диафрагмы в прямоугольном волноводе по коэффициентам прохождения или отражения / Е. Д. Деревянчук // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2015. – № 4 (36). – С. 84–92.