

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 537.874.6

А.Г. Дмитренко, Р.И. Уринов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕИВАНИЯ НА ТРЕХ ИМПЕДАНСНЫХ ТЕЛАХ¹

Метод дискретных вспомогательных источников использован для моделирования в резонансной частотной области электромагнитного рассеяния на трех импедансных телах. Приведены некоторые результаты моделирования, касающиеся влияния величины и типа поверхностного импеданса на сечения рассеяния одной из возможных структур, состоящих из трех эллипсоидов.

Ключевые слова: *электромагнитное рассеяние, импедансное тело, метод дискретных источников, сечение рассеяния.*

Изучение электромагнитных полей, рассеянных структурами, состоящими из нескольких тел, размеры которых сравнимы с длиной волны падающего на структуру поля, имеет большое значение для решения ряда практически важных проблем, например таких, как радиолокационная заметность, идентификация объектов, электромагнитная совместимость и др. Особый интерес представляет случай, когда расстояние между телами структуры много меньше длины волны.

Корректная (с учётом электромагнитного взаимодействия тел) постановка исследований подобного рода приводит к необходимости решения граничных задач теории рассеяния на системах тел. Для задач рассматриваемого класса речь идёт о нахождении решений уравнений Максвелла, удовлетворяющих заданным граничным условиям на поверхностях тел и условиям излучения на бесконечности. В подавляющем большинстве случаев получить аналитическое решение таких задач не удастся, поэтому используются различные численные методы. Например, в [1] для решения задачи электромагнитного рассеяния на двух и трёх диэлектрических сферах использован метод граничных элементов, а в [2] для решения подобной задачи использован метод интегральных уравнений.

В последние годы применительно к решению задач электромагнитного рассеяния (в том числе и на группах тел) существенно развит метод дискретных источников. В этом методе неизвестное поле в рассматриваемой области и на её границах представляют в виде конечной линейной комбинации полей некоторой системы источников, размещённых вне этой области. Такая конструкция удовлетворяет системе уравнений Максвелла и условиям излучения (где это необходимо). Коэффициенты линейной комбинации определяются путём удовлетворения граничным условиям на поверхностях рассеивателей. В силу своей идейной про-

¹ Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ на проведение научных исследований в Томском государственном университете на 2012-2014 годы, задание 8.4055.2011.

стоты метод удобен в качестве основы для построения решений задач электромагнитного рассеивания как на одиночных телах, так и на системах тел. В частности, в работе [3] предложен вариант метода дискретных источников для численного решения задач электромагнитного рассеивания на структурах, составленных из конечного числа трёхмерных импедансных тел, ограниченных гладкими поверхностями произвольной формы.

В данной работе предложенный ранее в [3] вариант метода дискретных источников использован для моделирования электромагнитного рассеивания на трех трехмерных импедансных телах. Приведены некоторые результаты моделирования, касающиеся влияния величины и типа поверхностного импеданса на сечения рассеивания одной из возможных структур, состоящих из трех эллипсоидов.

1. Формулировка задачи

Геометрия структуры показана на рис. 1. Будем рассматривать стационарную (зависимость от времени выбрана в виде $\exp(-i\omega t)$) задачу дифракции электромагнитного поля $\{\vec{E}_0, \vec{H}_0\}$ на структуре, состоящей из трех непересекающихся импедансных тел D_q , ограниченных гладкими поверхностями S_q ($q=1,2,3$). Структура размещена в однородной среде D_e с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_e и μ_e в декартовой системе координат $Oxyz$. Требуется найти рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ в области D_e .

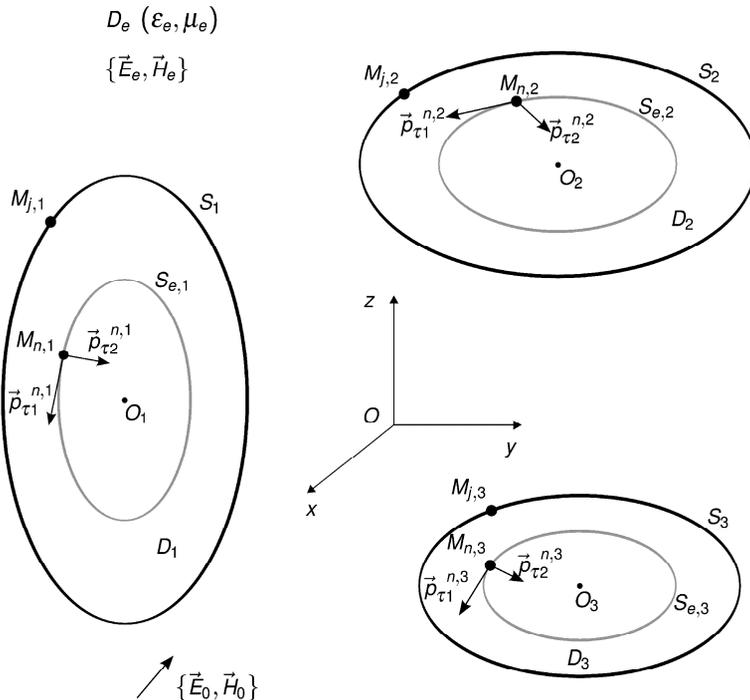


Рис. 1. Геометрия задачи

Математическая постановка задачи имеет вид

$$\nabla \times \vec{E}_e = i\omega\mu_e \vec{H}_e, \quad \nabla \times \vec{H}_e = -i\omega\varepsilon_e \vec{E}_e \quad \text{в } D_e; \quad (1)$$

$$\vec{n}_q \times \vec{E}_e - Z_q(\vec{n}_q \times (\vec{n}_q \times \vec{H}_e)) = -\vec{n}_q \times \vec{E}_0 + Z_q(\vec{n}_q \times (\vec{n}_q \times \vec{H}_0)) \quad \text{на } S_q, q=1,2,3; \quad (2)$$

$$\{\sqrt{\varepsilon_e} \vec{E}_e; \sqrt{\mu_e} \vec{H}_e\} \times \vec{R} / R + \{\sqrt{\mu_e} \vec{H}_e; -\sqrt{\varepsilon_e} \vec{E}_e\} = O(R^{-1}), R \rightarrow \infty, \quad (3)$$

где \vec{n}_q – единичные векторы нормалей к поверхностям S_q ; $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}$; $\vec{a} \times \vec{b}$ – векторное произведение, Z_q – поверхностный импеданс соответствующего тела, $\text{Re } Z_q \geq 0$ ($q=1,2,3$).

2. Модель рассеянного поля

Модель рассеянного поля строится следующим образом. Введем (см. рис. 1) внутри каждого из рассеивателей D_q вспомогательную поверхность $S_{e,q} = K_{e,q} S_q$, подобную поверхности рассеивателя S_q в смысле гомотетии с центром в точке O_q . Если поверхность S_q является центральной, центр гомотетии выбираем так, чтобы он совпадал с центром поверхности. Коэффициенты гомотетии (подобия) $K_{e,q}$ характеризуют удаление вспомогательных поверхностей от поверхностей соответствующих тел, их значения лежат в интервале $0 < K_{e,q} < 1$ (при $K_{e,q} = 0$ вспомогательная поверхность стягивается в точку, при $K_{e,q} = 1$ она совпадает с поверхностью соответствующего тела).

Выберем на каждой из вспомогательных поверхностей $S_{e,q}$ конечную совокупность точек $\{M_{n,q}\}_{n=1}^{N_q}$ и в каждой точке $M_{n,q}$ разместим пару независимых вспомогательных элементарных электрических диполей с моментами $\vec{p}_{\tau_1}^{n,q} = p_{\tau_1}^{n,q} \vec{e}_{\tau_1}^{n,q}$, $\vec{p}_{\tau_2}^{n,q} = p_{\tau_2}^{n,q} \vec{e}_{\tau_2}^{n,q}$, $q=1,2,3$, ориентированными вдоль единичных направлений $\vec{e}_{\tau_1}^{n,q}$, $\vec{e}_{\tau_2}^{n,q}$, выбранных в плоскости, касательной к $S_{e,q}$ в точке $M_{n,q}$, и излучающих в однородную среду с параметрами ε_e и μ_e . Представим неизвестное рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ в D_e в виде суммы полей введенных вспомогательных диполей

$$\vec{E}_e(M) = (i/\omega\varepsilon_e) \sum_{q=1}^3 \sum_{n=1}^{N_q} \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}_{n,q}), \quad \vec{H}_e(M) = \sum_{q=1}^3 \sum_{n=1}^{N_q} \nabla \times \vec{\Pi}_{n,q},$$

$$\vec{\Pi}_{n,q} = \Psi_e(M, M_{n,q}) \vec{p}_{\tau}^{n,q}, \quad \Psi_e(M, M_{n,q}) = \exp(ik_e R_{MM_{n,q}}) / (4\pi R_{MM_{n,q}}), \quad (4)$$

$$\vec{p}_{\tau}^{n,q} = p_{\tau_1}^{n,q} \vec{e}_{\tau_1}^{n,q} + p_{\tau_2}^{n,q} \vec{e}_{\tau_2}^{n,q}, \quad M \in D_e.$$

Здесь $k_e = \omega\sqrt{\varepsilon_e\mu_e}$ – волновое число в среде D_e ; $R_{MM_{n,q}}$ – расстояние от точки $M_{n,q}$ на $S_{e,q}$ до точки M в D_e ; $\Psi_e(M, M_{n,q})$ – фундаментальное решение урав-

нения Гельмгольца в области D_e ; $p_{\tau_1}^{n,q}, p_{\tau_2}^{n,q}$ ($q=1,2,3, n=\overline{1, N_q}$) – неизвестные комплексные постоянные (дипольные моменты); N_q – число точек размещения диполей на вспомогательной поверхности $S_{e,q}$.

Поле (4) удовлетворяет уравнениям Максвелла (1) и условиям излучения (3) в области D_e . Для того чтобы удовлетворить граничным условиям (2), необходимо соответствующим образом выбрать значения дипольных моментов $p_{\tau_1}^{n,q}, p_{\tau_2}^{n,q}$ ($q=1,2,3, n=\overline{1, N_q}$). Используем для этого метод коллокаций. Пусть M_j ($j=\overline{1, L_q}$) – точки коллокации на поверхности S_q ; L_q – число точек коллокации на S_q . Тогда для определения неизвестных $p_{\tau_1}^{n,q}, p_{\tau_2}^{n,q}$ ($q=1,2,3, n=\overline{1, N_q}$) получим следующую систему линейных алгебраических уравнений с комплексной матрицей размером $2(L_1 + L_2 + L_3) \times 2(N_1 + N_2 + N_3)$:

$$\begin{aligned} & \bar{n}_q^j \times \bar{E}_{e,q}^j - Z_q (\bar{n}_q^j \times (\bar{n}_q^j \times \bar{H}_{e,q}^j \times)) = \\ & = -\bar{n}_q^j \times \bar{E}_{0,q}^j + Z_q (\bar{n}_q^j \times (\bar{n}_q^j \times \bar{H}_{0,q}^j \times)), \quad q=1,2,3, j=\overline{1, L_q}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{n}_q^j, \bar{E}_{e,q}^j, \bar{H}_{e,q}^j$ и $\bar{E}_{0,q}^j, \bar{H}_{0,q}^j$ – значения векторов нормали и компонент рассеянного (4) и возбуждающего полей в точке j на поверхности тела с номером q . Решение системы (5) определяем путём минимизации функции

$$\Phi = \sum_{q=1}^3 \sum_{j=1}^{L_q} |\bar{n}_q^j \times (\bar{E}_{e,q}^j + \bar{E}_{0,q}^j) - Z_q (\bar{n}_q^j \times (\bar{n}_q^j \times (\bar{H}_{e,q}^j + \bar{H}_{0,q}^j)))|^2. \quad (6)$$

После решения задачи минимизации (определения неизвестных дипольных моментов $p_{\tau_1}^{n,q}, p_{\tau_2}^{n,q}$ ($q=1,2,3, n=\overline{1, N_q}$)) необходимые характеристики рассеянного поля определяем из (4). В частности, для компонент рассеянного поля в дальней зоне имеем

$$\begin{aligned} E_{e,\theta}(M) &= (\mu_e / \varepsilon_e)^{1/2} H_{e,\varphi}(M) = (\exp(ik_e R) / k_e R) D_\theta(\theta, \varphi) + O(R^{-2}), \\ E_{e,\varphi}(M) &= -(\mu_e / \varepsilon_e)^{1/2} H_{e,\theta}(M) = (\exp(ik_e R) / k_e R) D_\varphi(\theta, \varphi) + O(R^{-2}), \end{aligned} \quad (7)$$

где компоненты диаграммы рассеяния $D_\theta(\theta, \varphi)$ и $D_\varphi(\theta, \varphi)$ определены выражениями

$$\begin{aligned} D_\theta(\theta, \varphi) &= (i\omega k_e \mu_e / 4\pi) \sum_{q=1}^3 \sum_{n=1}^{N_q} G_{nq}(\theta, \varphi) [(\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha_1^{n,q} + \cos \theta \sin \varphi \cos \beta_1^{n,q} - \\ & - \sin \theta \cos \gamma_1^{n,q}) p_{\tau_1}^{n,q} + (\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha_1^{n,q} + \cos \theta \sin \varphi \cos \beta_1^{n,q} - \sin \theta \cos \gamma_1^{n,q}) p_{\tau_1}^{n,q}], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_\varphi(\theta, \varphi) &= \frac{i\omega k_e \mu_e}{4\pi} \sum_{q=1}^3 \sum_{n=1}^{N_q} G_{nq}(\theta, \varphi) \times \\ & \times [(\cos \varphi \cos \beta_1^{n,q} - \sin \varphi \cos \alpha_1^{n,q}) p_{\tau_1}^{n,q} + (\cos \varphi \cos \beta_2^{n,q} - \sin \varphi \cos \alpha_2^{n,q}) p_{\tau_2}^{n,q}], \end{aligned}$$

$$G_{nq}(\theta, \varphi) = \exp\{-ik_e(\sin \theta \cos \varphi x_{n,q} + \sin \theta \sin \varphi y_{n,q} + \cos \theta z_{n,q})\}, \quad (8)$$

в которых $\cos \alpha_1^{n,q}, \cos \beta_1^{n,q}, \cos \gamma_1^{n,q}$ и $\cos \alpha_2^{n,q}, \cos \beta_2^{n,q}, \cos \gamma_2^{n,q}$ – направляющие косинусы единичных векторов $\vec{e}_{\tau_1}^{n,q}$ и $\vec{e}_{\tau_2}^{n,q}$; $x_{n,q}, y_{n,q}, z_{n,q}$ – декартовы координаты точки $M_{n,q}$; θ и φ – общепринятые угловые сферические координаты точки наблюдения M .

Контроль точности модели (4) осуществляем путём вычисления относительного значения функции (6) на сетке точек, промежуточных по отношению к точкам коллокации, выбираемых на поверхностях S_q всех тел, входящих в систему:

$$\Delta = (\Phi' / \Phi_0)^{1/2}, \quad \Phi_0 = \sum_{q=1}^3 \sum_{j=1}^{L'_q} |\vec{n}_q^j \times \vec{E}_{0,q}^j - Z_q (\vec{n}_q^j \times (\vec{n}_q^j \times \vec{H}_{0,q}^j))|^2, \quad (9)$$

где Φ' – значение функции (6) на указанной выше совокупности точек; Φ_0 – значение соответствующей нормы падающего поля на этой же совокупности точек; L'_q – число промежуточных точек на поверхности рассеивателя с номером q .

3. Численные результаты

На основании изложенной выше модели создана программа для расчёта компонент рассеянного поля и контроля точности полученного решения. Предполагается, что тела, образующие рассеивающую структуру, являются трёхосными эллипсоидами. Входными величинами программы являются координаты центров эллипсоидов и ориентация осей эллипсоидов в глобальной системе координат, величины полуосей (в длинах волн), значения нормированных импедансов эллипсоидов $Z'_q (Z'_q = Z_q / (\mu_e / \varepsilon_e)^{1/2})$, возбуждающее поле $\{\vec{E}_0, \vec{H}_0\}$, параметры подобия $K_{e,q}$, числа точек размещения диполей N_q и точек коллокации L_q для каждого из эллипсоидов, образующих исследуемую структуру.

Координаты точек размещения вспомогательных диполей и точек коллокации, а также направляющие косинусы касательных направлений, вдоль которых ориентируются диполи и ставятся граничные условия, первоначально вычисляются в локальной системе координат, связанной с соответствующим эллипсоидом, а затем осуществляется пересчёт этих величин для глобальной системы отсчёта.

Минимизацию функции (6) осуществляем методом сопряжённых градиентов; итерационный процесс останавливается при условии, если относительное изменение функции на каждой из десяти последних итераций не превышает 0,001. При помощи данной программы выполнена серия вычислительных экспериментов, направленных на изучение влияния величины и типа поверхностного импеданса на сечения рассеяния различных структур. Ниже представлены результаты для одной из исследованных структур.

Структура состоит из трех эллипсоидов. Центр первого эллипсоида совмещён с началом декартовой системы координат, центр второго эллипсоида размещён в точке с координатами $(3,628, 0, 0)$, а центр третьего – в точке с координатами $(-3,628, 0, 0)$, т.е. центры второго и третьего эллипсоидов расположены на оси x симметрично относительно центра первого эллипсоида. Полуоси эллипсоидов $k_e a, k_e b, k_e c$ ориентированы вдоль осей x, y, z соответственно и принимают значения $k_e a_1 = 1,0, k_e b_1 = 1,5, k_e c_1 = 2,0$ для первого эллипсоида и $k_e a_2 = k_e a_3 = 2,0,$

$k_e b_2 = k_e b_3 = 1,5$, $k_e c_2 = k_e c_3 = 1,0$ для второго и третьего. Легко видеть, что наименьшее расстояние Δl между точками поверхностей эллипсоидов равно $0,1\lambda$, где λ – длина волны возбуждающего поля. Эллипсоид, с которым связана система координат, считается идеально проводящим ($Z' = 0$), второй и третий эллипсоиды предполагаются импедансными. В качестве возбуждающего поля выбрана линейно поляризованная плоская волна. Предполагается, что волна падает на структуру таким образом, что вектор \vec{k}_e лежит в плоскости xz и образует с осью z угол ψ .

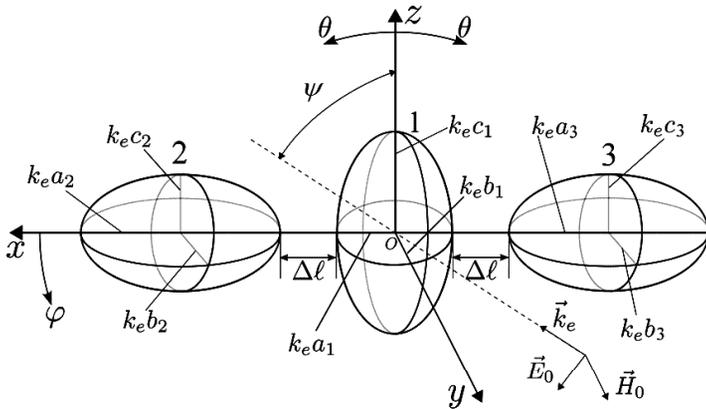


Рис. 2. Исследованная структура

При решении задачи параметры метода для каждого эллипсоида выбраны одинаковыми: $K_{e,1} = K_{e,2} = K_{e,3} = 0,6$, $N_1 = N_2 = N_3 = 168$, $L_1 = L_2 = L_3 = 336$. В локальных системах координат с центрами в центрах эллипсоидов точки размещения диполей и точки коллокации распределены следующим образом. В каждом из четырнадцати полусечений $\varphi = \text{const}$, отстоящих друг от друга на угловое расстояние $\Delta\varphi = 25,7^\circ$, равномерно по углу θ выбраны двенадцать точек размещения диполей. Для точек коллокации алгоритм их расположения по углу θ выбран таким же, как и для точек размещения диполей, но выбирают их как в полусечениях $\varphi = \text{const}$, определённых для точек размещения диполей, так и посередине между ними.

На рис. 3, 4 представлены бистатистические сечения рассеивания в E -плоскости описанной выше структуры, возбуждаемой плоской волной, падающей под углом $\psi = 0^\circ$, при различных значениях нормированного поверхностного импеданса второго и третьего эллипсоидов. E -плоскость – это плоскость, в которой лежат векторы \vec{E}_0 и \vec{k}_e возбуждающей волны; в сферической системе координат эта плоскость состоит из двух полуплоскостей: $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 180^\circ$. По оси абсцисс отложено значение угла θ в градусах, по оси ординат – значение сечения рассеивания

$$\sigma(\theta, \varphi) = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 [|E_{e,\theta}(\theta, \varphi)|^2 + |E_{e,\varphi}(\theta, \varphi)|^2] / |\vec{E}_0|^2,$$

нормированное на квадрат длины волны и выраженное в децибелах. В выбранной форме представления результатов направлению прямого рассеяния соответствует угол $\theta = 0^\circ$, направлению обратного рассеяния – угол $\theta = 180^\circ$.

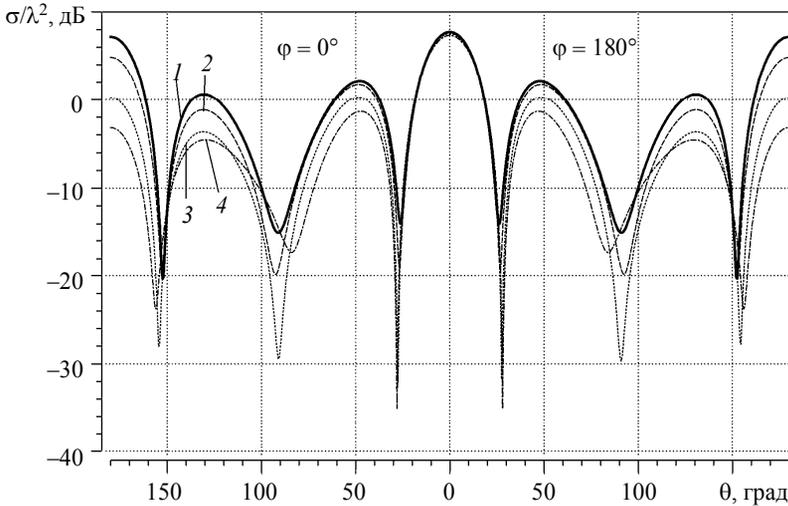


Рис. 3. Бистатические сечения рассеяния в E -плоскости при различных значениях нормированного комплексного индуктивного импеданса второго и третьего эллипсоидов

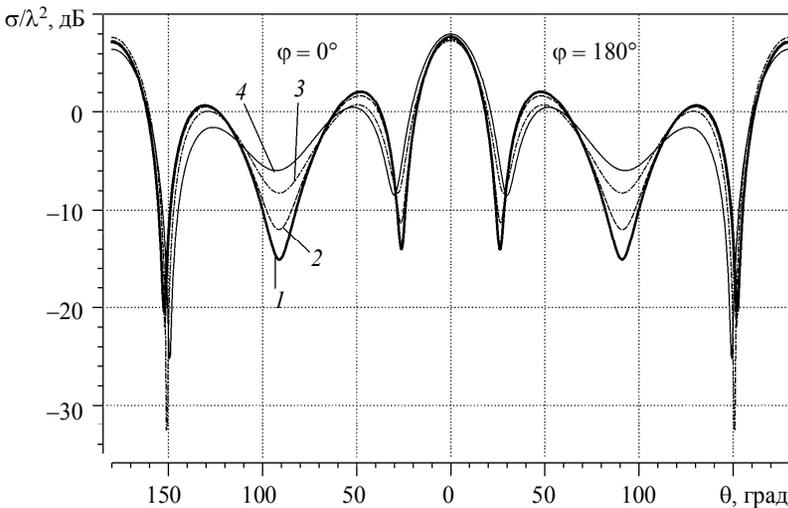


Рис. 4. Бистатические сечения рассеяния в E -плоскости при различных значениях нормированного реактивного емкостного импеданса второго и третьего эллипсоидов

Рис. 3 относится к случаю, когда второй и третий эллипсоиды характеризуются комплексным индуктивным импедансом (величина реальной части импеданса определяет поглощение электромагнитной энергии рассеивателем). Кривая 1 – это

бистатическое сечение рассеяния структуры, в которой второй и третий эллипсоиды также являются идеально проводящими ($Z'_2 = Z'_3 = 0$), кривые 2–4 – бистатические сечения рассеяния структуры, в которой поверхностные импедансы Z'_2 и Z'_3 второго и третьего эллипсоидов равны и соответственно принимают значения $0,1-0,1i$, $0,3-0,3i$ и $0,5-0,5i$. Рис. 4 относится к случаю, когда второй и третий эллипсоиды исследуемой структуры характеризуются реактивным ёмкостным поверхностным импедансом. Кривые 1–4 на этих рисунках – это бистатические сечения рассеяния структуры, в которой поверхностные импедансы Z'_2 и Z'_3 второго и третьего эллипсоидов соответственно принимают значения 0 , $0,1i$, $0,3i$ и $0,5i$.

Рис. 5 и 6 характеризуют зависимость сечения обратного рассеяния $\sigma_{обр}$ рассматриваемой структуры от угла ψ падения плоской волны. Рис. 5 относится к структуре, в которой импедансы второго и третьего эллипсоидов являются комплексными и индуктивными, а рис. 6 – к структуре, в которой импедансы второго и третьего эллипсоидов являются чисто реактивными и ёмкостными. Кривая 1 на рис. 5 – это сечения обратного рассеяния структуры, в которой все три эллипсоида являются идеально проводящими; кривые 2 и 3 – сечения обратного рассеяния структуры, в которой нормированные поверхностные импедансы Z'_2 и Z'_3 второго и третьего эллипсоидов равны и соответственно принимают значения $0,1-0,1i$ и $0,5-0,5i$. Кривая 1 на рис. 6 – это также сечения обратного рассеяния структуры, в которой все три эллипсоида являются идеально проводящими, а кривые 2 и 3 – сечения обратного рассеяния этой же структуры, в которой нормированные поверхностные импедансы Z'_2 и Z'_3 также равны, но соответственно принимают значения $0,1i$ и $0,5i$.

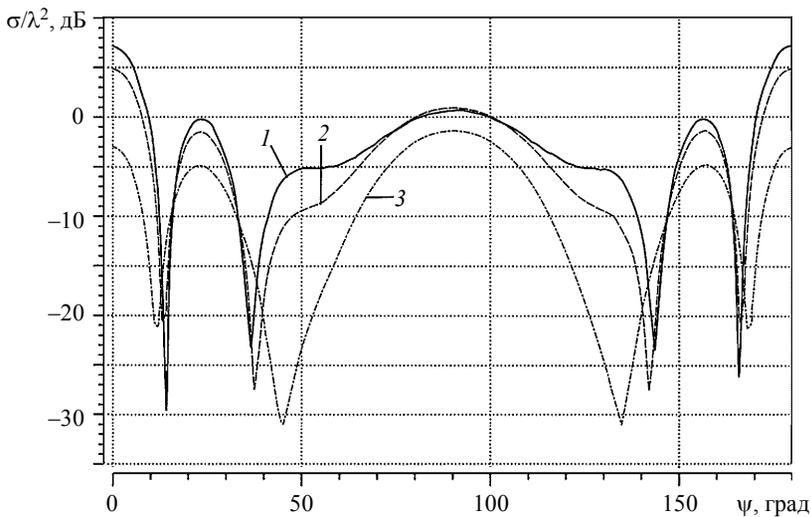


Рис. 5. Зависимость сечения обратного рассеяния от угла падения плоской волны при различных значениях комплексного индуктивного импеданса второго и третьего эллипсоидов

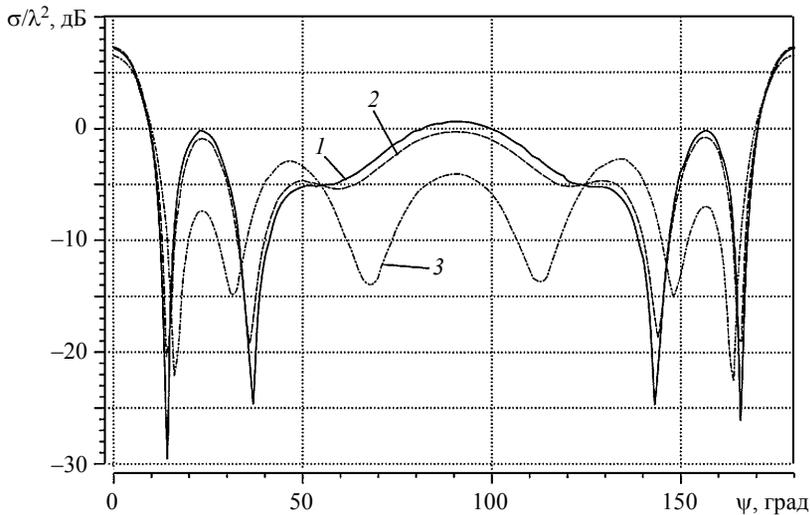


Рис. 6. Зависимость сечения обратного рассеяния от угла падения плоской волны при различных значениях реактивного емкостного импеданса второго и третьего эллипсоидов

На рис. 5 и 6 по оси абсцисс отложено значение угла падения ψ плоской волны в градусах, по оси ординат – значение сечения обратного рассеяния, нормированное на квадрат длины волны и выраженное в децибеллах.

Анализ результатов, представленных на рис. 3 – 6, позволяет сделать следующие выводы. Замена в рассматриваемой структуре двух идеально проводящих рассеивателей на рассеиватели с теми же геометрическими параметрами, но характеризующиеся комплексными индуктивными импедансами приводит к уменьшению сечения обратного рассеяния при любых рассмотренных углах падения плоской волны. Например, при падении плоской волны нормально линии, на которой расположены центры тел структуры, сечение обратного рассеяния уменьшается на 10 дБ. Этого нельзя сказать для ситуации, когда те же рассеиватели характеризуются чисто реактивными емкостными импедансами. В этом случае (см. рис. 6) для ряда углов падения волны имеет место увеличение сечения обратного рассеяния, а при падении волны нормально линии, на которой расположены центры тел структуры, сечение обратного рассеяния изменяется не более чем на 1 дБ.

Заключение

Таким образом, в данной работе методом дискретных вспомогательных источников построен численный алгоритм решения задачи электромагнитного рассеяния на трех импедансных телах. Алгоритм реализован как компьютерная программа для расчета компонент рассеянного поля. Приведены некоторые результаты численных расчетов, касающиеся влияния величины и типа поверхностного импеданса на сечение рассеяния одной из структур, состоящей из трех эллипсоидов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hall W.S., Mao X.Q. Boundary element method calculation for coherent electromagnetic scattering from two and three dielectric spheres // Engineering Analysis with Boundary Elements. 1995. V. 15. P. 313–320.

2. Ewe W.-B., Li L.-W., Leong M.-S. Solving mixed dielectric/conducting scattering problem using adaptive Integral method // Progress in Electromagnetic Research, PIER 46. 2004. P. 143–163.
3. Дмитренко А.Г., Уринов Р.И. Рассеяние электромагнитной волны на структуре из конечного числа трехмерных импедансных тел // Известия вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. № 4. С. 299–308.

Дмитренко Анатолий Григорьевич

Уринов Радик Истамович

Томский государственный университет

E-mail: dmitr@fpmk.tsu.ru; rad_d@sibmail.com

Поступила в редакцию 20 марта 2013 г.

Dmitrenko Anatoly G., Urinov Radik I. (Tomsk State University). **Simulating of electromagnetic scattering from three impedance bodies.**

Keywords: electromagnetic scattering, impedance body, discrete sources method, scattering cross-section.

The problem of electromagnetic scattering from a structure consisting of three impedance bodies is solved in the resonance frequency range by means of the discrete sources method. The gist of the used method is the following. The unknown scattered field is represented as a sum of the fields of auxiliary elementary electric dipoles located on the auxiliary surfaces introduced inside each body. The form of auxiliary surface is similar to the form of body's surface, and electric dipoles are oriented tangentially to the auxiliary surfaces. The chosen representation of the scattered field satisfies to the Maxwell's equations and radiation conditions. To find the unknown dipole moments of the auxiliary dipoles we use the boundary conditions on the surfaces of the impedance bodies which are satisfied according to the collocation method. Based on the method described above we developed a computer code for calculating the scattered-field components. We present some results of scattering cross-section calculations for structure consisting of three ellipsoids characterized by different values of impedance for different angles of plane wave incidence.