

УДК 537.874.6

А.Г. Дмитренко, Ю.А. Келлер

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕЙЯНИЯ  
НА СТРУКТУРЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ТРЕХМЕРНОГО  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТЕЛА И ТОНКОГО ПРОВОДНИКА**

Методом вспомогательных источников в резонансной частотной области решена задача электромагнитного рассеяния на трехмерном диэлектрическом теле при наличии вблизи него тонкого проводника конечной длины. Кратко описана разработанная компьютерная программа. Приведены результаты численных расчетов, характеризующие влияние тонкого проводника на бистатическое сечение рассеяния и сечение обратного рассеяния диэлектрического тела.

**Ключевые слова:** *метод вспомогательных источников, электромагнитное рассеяние, диэлектрическое тело, тонкий проводник.*

Значительный интерес для исследователей представляет изучение рассеяния радиоволн в резонансной частотной области трехмерным диэлектрическим телом при наличии в его окрестности тонких проводников конечной длины. Этот интерес обусловлен необходимостью решения таких практически важных проблем, как проблемы электромагнитной совместимости, конструирования многоэлементных антенных систем, радиолокационной заметности и др.

Если расстояние между диэлектрическим телом и проводниками меньше или сравнимо с длиной волны, то корректная постановка исследований подобного рода приводит к необходимости решения граничных задач теории рассеяния с учетом электромагнитного взаимодействия между рассеивателями. Существующие средства математического моделирования электромагнитных процессов [1], в принципе, позволяют решать подобные задачи. Применительно к задаче, рассматриваемой в данной статье, из наиболее популярных средств математического моделирования предпочтительным является метод интегральных уравнений. Однако соответствующие вычислительные алгоритмы получаются чрезвычайно емкими по затратам компьютерной памяти и времени вычислений, особенно в случае рассеивателей, не обладающих симметрией вращения, что обусловлено необходимостью вычисления большого числа поверхностных или объемных интегралов.

В последние годы для математического моделирования электромагнитного рассеяния на системах взаимодействующих тел начали использовать метод вспомогательных источников [2 – 4]. В частности, в работах [3, 4] предложены варианты этого метода для моделирования электромагнитного рассеяния на структурах, составленных из конечного числа трехмерных идеально проводящих тел, часть из которых может являться тонкими проводниками.

В данной статье метод вспомогательных источников использован для моделирования электромагнитного рассеяния на структуре, состоящей из объемного диэлектрического тела и расположенного вблизи него тонкого проводника конечной

длины. Даны математическая формулировка задачи и краткое описание возможностей разработанной компьютерной программы для расчета компонент рассеянного поля. Приведены результаты численных расчетов, касающиеся влияния тонкого проводника на бистатистическое сечение рассеяния и сечение обратного рассеяния диэлектрического тела.

### 1. Формулировка задачи

Геометрия задачи показана на рис. 1. Будем рассматривать стационарную задачу рассеяния электромагнитного поля  $\{\vec{E}_0, \vec{H}_0\}$  на структуре, состоящей из объемного диэлектрического тела  $D_i$ , ограниченного поверхностью  $S$ , с диэлектрической  $\epsilon_i$  и магнитной  $\mu_i$  проницаемостями и тонкого проводника, ограниченного поверхностью  $S'$  и расположенного произвольным образом по отношению к телу  $D_i$  (зависимость от времени выбрана в виде  $\exp(-i\omega t)$ ). Под объемным телом будем понимать тело, максимальный и минимальный поперечный размеры которого сравнимы между собой, а под тонким проводником – идеальный проводник круглого сечения, диаметр которого конечен, но мал по сравнению с длиной проводника и длиной волны. Эта структура размещена в однородной безграничной среде  $D_e$  с диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon_e, \mu_e$  в декартовой системе координат с центром, выбранным внутри диэлектрического тела. Требуется найти рассеянное поле  $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$  в  $D_e$ .

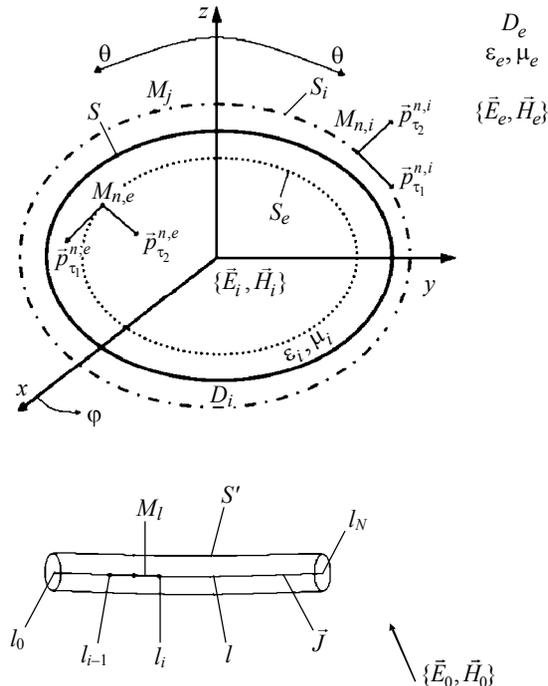


Рис. 1. Геометрия задачи

Математическая постановка задачи имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E}_e &= i\omega\mu_e \vec{H}_e \Big|_{D_e}, & \nabla \times \vec{E}_i &= i\omega\mu_i \vec{H}_i \Big|_{D_i}; \\ \nabla \times \vec{H}_e &= -i\omega\varepsilon_e \vec{E}_e \Big|_{D_e}, & \nabla \times \vec{H}_i &= -i\omega\varepsilon_i \vec{E}_i \Big|_{D_i}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \vec{n} \times (\vec{E}_i - \vec{E}_e) &= \vec{n} \times \vec{E}_0 \Big|_S, & \vec{n}' \times \vec{E}_e &= -\vec{n}' \times \vec{E}_0 \text{ на } S'; \\ \vec{n} \times (\vec{H}_i - \vec{H}_e) &= \vec{n} \times \vec{H}_0 \Big|_S, \end{aligned} \quad (2)$$

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

где  $\vec{E}_e$ ,  $\vec{H}_e$  и  $\vec{E}_i$ ,  $\vec{H}_i$  – поля в областях  $D_e$  и  $D_i$ ,  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к поверхности  $S$ ,  $\vec{n}'$  – единичный вектор нормали к поверхности  $S'$  тонкого проводника;  $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ ,  $\vec{a} \times \vec{b}$  – векторное произведение.

## 2. Модель рассеянного поля

Модель рассеянного поля строится следующим образом. Аналогично тому, как это сделано в работе [5], введем (см. рис. 1) две вспомогательные поверхности  $S_i$  и  $S_e$ , подобные поверхности диэлектрического тела  $S$  в смысле гомотетии с центром в точке  $O$ , расположенной внутри тела и являющейся началом системы координат. Если поверхность  $S$  является центральной, то центр гомотетии выбираем так, чтобы он совпадал с центром поверхности. Поверхность  $S_e = K_e S$  расположена внутри диэлектрического тела и характеризуется коэффициентом гомотетии (подобия)  $\vec{e}_{\tau_2}^{n,e}$ , меньшим единицы; поверхность  $S_i = K_i S$  расположена вне тела и характеризуется коэффициентом подобия  $K_i$ , большим единицы. Если  $K_e = K_i = 1$ , вспомогательные поверхности  $S_e$  и  $S_i$  совпадают с  $S$ .

Выберем на вспомогательной поверхности  $S_e$  конечную совокупность точек  $\vec{e}_{\tau_1}^{n,e}$ , в каждой из которых разместим пару независимых элементарных электрических диполей с моментами  $\vec{p}_{\tau_1}^{n,e} = p_{\tau_1}^{n,e} \vec{e}_{\tau_1}^{n,e}$  и  $\vec{p}_{\tau_2}^{n,e} = p_{\tau_2}^{n,e} \vec{e}_{\tau_2}^{n,e}$ , а на вспомогательной поверхности  $S_i$  – конечную совокупность точек  $\{M_{n,i}\}_{n=1}^{N_i}$ , в каждой из которых разместим пару независимых вспомогательных электрических диполей с моментами  $\vec{p}_{\tau_1}^{n,i} = p_{\tau_1}^{n,i} \vec{e}_{\tau_1}^{n,i}$  и  $\vec{p}_{\tau_2}^{n,i} = p_{\tau_2}^{n,i} \vec{e}_{\tau_2}^{n,i}$ . Единичные векторы  $\vec{e}_{\tau_1}^{n,e}$ ,  $\vec{e}_{\tau_2}^{n,e}$  выбраны в плоскости, касательной к  $S_e$  в точке  $M_{n,e}$ , а единичные векторы  $\vec{e}_{\tau_1}^{n,i}$ ,  $\vec{e}_{\tau_2}^{n,i}$  – в плоскости, касательной к  $S_i$  в точке  $M_{n,i}$ . Предполагается, что диполи, размещенные на  $S_e$ , излучают в однородную среду с параметрами  $\varepsilon_e$ ,  $\mu_e$ , а диполи, размещенные на  $S_i$ , – в однородную среду с параметрами  $\varepsilon_i$ ,  $\mu_i$ .

Внутри тонкого проводника на оси разместим непрерывно распределенный вспомогательный ток  $\vec{J}$ , аналогично тому, как это сделано в работе [4].

Представим неизвестное рассеянное поле  $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$  в  $D_e$  в виде суммы полей вспомогательных диполей, расположенных на вспомогательной поверхности  $S_e$ ,

и вспомогательного тока:

$$\begin{aligned}\vec{E}_e(M) &= \frac{i\omega}{k_e^2} \left\{ \sum_{n=1}^{N_e} \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}_{n,e}) + \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}) \right\}, \\ \vec{H}_e(M) &= \frac{1}{\mu_e} \left\{ \sum_{n=1}^{N_e} \nabla \times \vec{\Pi}_{n,e} + \nabla \times \vec{\Pi} \right\},\end{aligned}\quad (4)$$

$$\vec{\Pi}_{n,e} = \Psi_e(M, M_{n,e}) \vec{p}_{\tau}^{n,e}, \quad \vec{p}_{\tau}^{n,e} = p_{\tau_1}^{n,e} \vec{e}_{\tau_1}^{n,e} + p_{\tau_2}^{n,e} \vec{e}_{\tau_2}^{n,e},$$

$$\vec{\Pi} = \int_l \Psi_e(M, M_l) \vec{J}_u dl, \quad M \in D_e,$$

а поле  $\vec{E}_i$ ,  $\vec{H}_i$  в  $D_i$  – в виде суммы полей вспомогательных диполей, расположенных на вспомогательной поверхности  $S_i$ :

$$\begin{aligned}\vec{E}_i(M) &= \frac{i\omega}{k_i^2} \sum_{n=1}^{N_i} \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}_{n,i}), \\ \vec{H}_i(M) &= \frac{1}{\mu_i} \sum_{n=1}^{N_i} \nabla \times \vec{\Pi}_{n,i},\end{aligned}\quad (5)$$

$$\vec{\Pi}_{n,i} = \Psi_i(M, M_{n,i}) \vec{p}_{\tau}^{n,i},$$

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

В представлениях (4), (5)

$$\Psi_e(M, M_{n,e}) = \exp(ik_e R_{MM_{n,e}}) / 4\pi R_{MM_{n,e}};$$

$$\Psi_e(M, M_l) = \exp(ik_e R_{MM_l}) / 4\pi R_{MM_l};$$

$$\Psi_i(M, M_{n,i}) = \exp(ik_i R_{MM_{n,i}}) / 4\pi R_{MM_{n,i}};$$

$k_{e,i} = \omega \sqrt{\varepsilon_{e,i} \mu_{e,i}}$ ;  $R_{MM_{n,e}}$  и  $R_{MM_l}$  – расстояния от точки  $M_{n,e}$  на вспомогательной поверхности  $S_e$  и точки  $M_l$  на оси проводника до точки наблюдения  $M$  в  $D_e$ ;  $R_{MM_{n,i}}$  – расстояние от точки  $M_{n,i}$  на вспомогательной поверхности  $S_i$  до точки  $M$  в  $D_i$ ;  $p_{\tau_1}^{n,e}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,e}$  ( $n=1,2,\dots,N_e$ ) и  $p_{\tau_1}^{n,i}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,i}$  ( $n=1,2,\dots,N_i$ ) – неизвестные дипольные моменты;  $N_e$  и  $N_i$  – числа точек размещения диполей на вспомогательных поверхностях  $S_e$  и  $S_i$ ;  $\vec{J}$  – неизвестный осевой вспомогательный ток; интегрирование в (4) проводится вдоль оси проводника  $l$ .

Представления (4), (5) удовлетворяют уравнениям Максвелла (1) и условиям излучения (3). Для того чтобы удовлетворить граничным условиям (2), необходимо соответствующим образом выбрать значения дипольных моментов  $p_{\tau_1}^{n,e}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,e}$  ( $n=1,2,\dots,N_e$ ) и  $p_{\tau_1}^{n,i}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,i}$  ( $n=1,2,\dots,N_i$ ) и распределение осевого тока  $\vec{J}$ .

Введем кусочно-постоянную аппроксимацию осевого тока. Разобьем линию  $l$  тока  $\vec{J}$  на  $N$  малых участков, в пределах каждого из которых ток можно считать постоянным. Тогда выражение для  $\vec{\Pi}$  в (4) приближенно можно записать в виде

$$\vec{\Pi} = \sum_{i=1}^N J_i \vec{e}_i \int_{l_{i-1}}^{l_i} \Psi_e(M, M_l) dl, \quad (6)$$

где  $J_i$  – величина тока на  $i$ -м участке проводника;  $\vec{e}_i$  – единичный вектор, направление которого совпадает с направлением касательной в средней точке рассматриваемого участка. При таком подходе нахождение неизвестного распределения осевого тока сводится к нахождению значений  $N$  элементов тока.

Для определения величин дипольных моментов и элементов тока используем граничные условия (2), удовлетворяя им в соответствии с методом коллокаций. Пусть  $M_j$  ( $j=1, 2, \dots, L$ ) – точки коллокации на поверхности диэлектрического тела  $S$ , а  $M'_j$  ( $j=1, 2, \dots, L'$ ) – точки коллокации на поверхности проводника  $S'$ ;  $L$  – число точек коллокации на  $S$ , а  $L'$  – число точек коллокации на  $S'$ . В силу предположения о малости диаметра проводника по сравнению с длиной проводника и длиной волны будем считать, что вкладом в рассеянное поле азимутальной составляющей тока на поверхности проводника можно пренебречь. Тогда для нахождения неизвестных  $p_{\tau_1}^{n,e}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,e}$  ( $n=1, 2, \dots, N_e$ ),  $p_{\tau_1}^{n,i}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,i}$  ( $n=1, 2, \dots, N_i$ ) и  $J_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) получим следующую систему линейных алгебраических уравнений с комплексной матрицей размерностью  $(4L + L') \times (2N_e + 2N_i + N)$ :

$$\begin{aligned} \vec{n}^j \times (\vec{E}_i^j - \vec{E}_e^j) = \vec{n}^j \times \vec{E}_0^j, \quad \vec{n}^j \times (\vec{H}_i^j - \vec{H}_e^j) = \vec{n}^j \times \vec{H}_0^j, \quad j=1, 2, \dots, L, \\ E_{e,l}^j = -E_{0,l}^j, \quad j=1, 2, \dots, L', \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\vec{n}^j$  – значение единичного вектора нормали в точке  $M_j$  на поверхности диэлектрического тела;  $\vec{E}_e^j$ ,  $\vec{H}_e^j$  и  $\vec{E}_i^j$ ,  $\vec{H}_i^j$  – значения компонент внешнего и внутреннего полей в точке  $M_j$ ;  $\vec{E}_0^j$ ,  $\vec{H}_0^j$  – значения компонент возбуждающего поля в этой же точке;  $E_{e,l}^j$  и  $E_{0,l}^j$  – значения составляющих рассеянного и возбуждающего полей вдоль оси проводника в точках коллокации на его поверхности.

Отметим, что в отличие от обычно используемых систем линейных алгебраических уравнений метода дискретных источников [6], элементы матриц которых выражены в конечном виде,  $(4L + L') \times N$  элементов матрицы системы (7) содержат интегралы, которые возникают при применении в соответствии с (4) необходимых дифференциальных операторов к функции  $\vec{\Pi}$  (это элементы матрицы, стоящие перед  $J_i$ ).

Решение системы (7) определяется путем минимизации функции

$$\begin{aligned} \Phi = \sum_{j=1}^L \{ |\vec{n}^j \times (\vec{E}_i^j - \vec{E}_e^j) - \vec{n}^j \times \vec{E}_0^j|^2 + \frac{\mu_e}{\varepsilon_e} |\vec{n}^j \times (\vec{H}_i^j - \vec{H}_e^j) - \vec{n}^j \times \vec{H}_0^j|^2 \} + \\ + \sum_{j=1}^{L'} |E_{e,l}^j + E_{0,l}^j|^2. \end{aligned} \quad (8)$$

После решения задачи минимизации (определения неизвестных дипольных моментов  $p_{\tau_1}^{n,e}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,e}$  ( $n=1,2,\dots,N_e$ ),  $p_{\tau_1}^{n,i}$ ,  $p_{\tau_2}^{n,i}$  ( $n=1,2,\dots,N_i$ ) и элементов тока  $J_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) необходимые характеристики рассеянного поля определяются из (4).

Контроль точности модели (4), (5) осуществляется путем вычисления относительного значения функции (8) на сетке точек, промежуточных по отношению к точкам коллокации, выбираемых как на поверхности диэлектрического тела  $S$ , так и на поверхности  $S'$  проводника:

$$\Delta = (\Phi' / \Phi_0)^{1/2}, \quad (9)$$

$$\Phi_0 = \sum_{j=1}^{L_d} \{ |\vec{n}^j \times \vec{E}_0^j|^2 + \frac{\mu_e}{\varepsilon_e} |\vec{n}^j \times \vec{H}_0^j|^2 \} + \sum_{j=1}^{L_p} |E_{0,j}^j|^2,$$

где  $\Phi'$  – значение функции (8) на указанной выше совокупности точек;  $\Phi_0$  – значение соответствующей нормы падающего поля на этой же совокупности точек;  $L_d$  – число промежуточных точек на поверхности диэлектрического тела;  $L_p$  – число промежуточных точек на поверхности проводника.

### 3. Численные результаты

На основании изложенной выше модели создана программа для расчета компонент рассеянного поля и контроля точности полученного решения. Диэлектрическое тело выбрано имеющим форму трехосного эллипсоида. Предполагается, что проводник является прямолинейным. Положение проводника относительно диэлектрического тела, а также его длина определяются заданием координат начальной и конечной точек проводника.

Помимо положения проводника, входными величинами являются значения геометрических параметров диэлектрического тела (в длинах волн), значения относительных диэлектрической  $\varepsilon_i / \varepsilon_e$  и магнитной  $\mu_i / \mu_e$  проницаемостей, возбуждающее поле  $\{\vec{E}_0, \vec{H}_0\}$ , параметры подобия  $K_e$  и  $K_i$ , числа точек размещения диполей  $N_e$  и  $N_i$ ; числа участков разбиения  $N$  осевого тока, а также числа точек коллокации  $L$  и  $L'$  на поверхностях диэлектрического тела и проводника. Отметим, что на поверхности тонкого проводника точки коллокации размещаются только на его цилиндрической части; на торцах проводника точки коллокации не размещаются. Это означает, что мы пренебрегаем влиянием торцов на рассеянное поле. Сравнение результатов расчета бистатических сечений рассеяния, полученных при дополнительном размещении точек коллокации на торцах, с результатами, полученными при размещении точек коллокации только на цилиндрической части проводника, показали, что влиянием торцов на эту характеристику рассеянного поля действительно можно пренебречь, если длина проводника в 10 и более раз превышает его диаметр.

Минимизация функции (8) осуществляется методом сопряженных градиентов; итерационный процесс останавливается при условии, если относительное изменение функции (8) на каждой из десяти последних итераций не превышает заданно-

го значения  $10^{-4}$ . При помощи данной программы выполнена серия вычислительных экспериментов, направленных на исследование влияния тонких проводников на бистатистические сечения рассеяния и сечения обратного рассеяния диэлектрических тел. Некоторые результаты представлены ниже.

Рис. 2. и 3 характеризуют влияние близко расположенного проводника на бистатистическое сечение рассеяния эллипсоида с параметрами  $k_e a = k_e b = 3$ ,  $k_e c = 4$ ,  $\epsilon_i / \epsilon_e = 8$ ,  $k_e a$ . Длина проводника  $k_e b$  равна  $k_e c$  ( $k_e l = 5,65$ ), радиус проводника  $r_0$  равен  $0,02\lambda$  ( $k_e r_0 = 0,125$ ). Полуоси эллипсоида  $k_e a$ ,  $k_e b$ ,  $k_e c$  ориентированы вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно; проводник ориентирован вдоль оси  $x$  и симметрично расположен относительно поверхности эллипсоида. Эллипсоид и проводник возбуждаются плоской волной, падающей вдоль оси  $z$ , с вектором  $\vec{E}_0$ , ориентированным вдоль оси  $x$ . Рис. 2 относится к случаю, когда проводник расположен со стороны падения возбуждающей волны (перед эллипсоидом), рис. 3 – к случаю, когда проводник расположен с противоположной стороны (в области тени). Кривые 1 на этих рисунках – это бистатистические сечения рассеяния одиночного эллипсоида; кривые 2 – бистатистические сечения рассеяния эллипсоида и проводника, когда последний расположен на расстоянии  $\Delta l$ , равном  $0,01\lambda$ , от эллипсоида; кривые 3 – те же характеристики, когда проводник расположен на расстоянии  $\Delta l$ , равном  $0,1\lambda$ , от эллипсоида. Бистатистические сечения рассеяния приведены в  $E$ -плоскости (плоскость векторов  $\vec{k}_e$  и  $\vec{E}_0$ ); диаграмма рассеяния в  $E$ -плоскости симметрична относительно оси  $z$ , поэтому приведено сечение рассеяния только в полуплоскости  $\varphi = 0$ . По оси абсцисс на рис. 2, 3 отложены значения угла  $\theta$ , по оси ординат – нормированные на квадрат длины волны значения сечения рассеяния в децибелах.

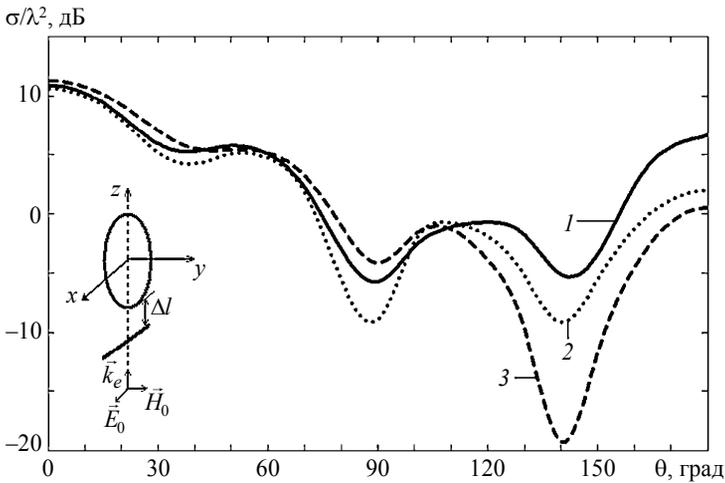


Рис. 2. Бистатистические сечения рассеяния эллипсоида с параметрами  $k_e a = k_e b = 3$ ,  $k_e c = 4$ ,  $\epsilon_i / \epsilon_e = 8$ ,  $\mu_i / \mu_e = 1$  и такого же эллипсоида с расположенным со стороны падающего поля проводником длиной  $k_e l = 5,65$

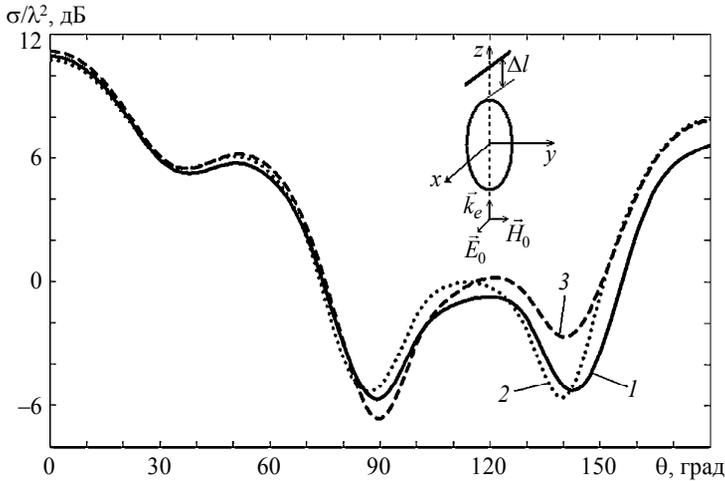


Рис. 3. Бистатические сечения рассеяния эллипсоида с параметрами  $k_e a = k_e b = 3$ ,  $k_e l = 4$ ,  $\epsilon_i / \epsilon_e = 8$ ,  $\mu_i / \mu_e = 1$  и такого же эллипсоида с расположенным в области тени эллипсоида проводником длиной  $k_e l = 5,65$

В соответствии с предлагаемой моделью для представления рассеянного поля используются вспомогательные источники в виде пар тангенциально-ориентированных диполей, расположенных на вспомогательных поверхностях  $S_e$  и  $S_i$ , которые также являются эллипсоидами, а также в виде тока, непрерывно распределенного вдоль оси проводника. Положения вспомогательных поверхностей характеризуются следующими значениями параметров подобия:  $K_e = 0,6$ ,  $K_i = 4$ . Количества точек размещения диполей на внутренней и внешней вспомогательных поверхностях выбраны одинаковыми:  $N_e = N_i = 484$ ; распределены эти точки следующим образом. В каждом из 22 полусечений  $\varphi = \text{const}$ , отстоящих одно от другого на угловое расстояние  $\Delta\varphi = 16,36^\circ$ , равномерно по углу  $\theta$  выбраны 22 точки размещения диполей. Число точек коллокации  $L$  на поверхности эллипсоида выбрано равным 968; алгоритм их размещения по углу  $\theta$  выбран таким же, как для точек размещения диполей, но располагаются эти точки как в полусечениях  $\varphi = \text{const}$  точек размещения диполей, так и в полусечениях, проведенных посередине между ними. Линия тока внутри проводника разбита на 35 участков:  $N = 35$ . Число поперечных сечений  $x = \text{const}$ , в которых размещены точки коллокации на поверхности проводника, выбрано также равным 35; в каждом сечении расположены четыре точки коллокации равномерно по азимутальному углу;  $L' = 140$ . При таких параметрах метода значение невязки (9) не превышает 0,22.

Результаты, представленные на рис. 2 и 3, позволяют сделать следующие выводы. Присутствие тонкого проводника в наибольшей степени влияет на сечения рассеяния в направлениях, относящихся к заднему полупространству ( $90^\circ < \theta < 180^\circ$ ). Проводник, расположенный в области тени, влияет на бистати-

ческое сечение рассеяния диэлектрического тела в меньшей степени, чем такой же проводник, расположенный на таком же расстоянии со стороны падения возбуждающей волны. Это объясняется тем, что в последнем случае токи, наводимые на проводнике падающей волной, больше по величине, чем токи, наводимые на проводнике ближним рассеянным полем эллипсоида, когда проводник находится в области тени. Наконец, как показывает сравнение кривых 1 – 3 между собой, величина сечения рассеяния существенно зависит от расстояния между поверхностью эллипсоида и проводником. Например (см. рис. 2), при расположении проводника на расстоянии  $0,01\lambda$  от поверхности эллипсоида сечение рассеяния в направлении  $\theta = 140^\circ$  равно  $-9$  дБ, а при расположении этого же проводника на расстоянии  $0,1\lambda$  равно  $-19$  дБ (уменьшилось на 10 дБ).

Существенная зависимость сечения рассеяния от расстояния между эллипсоидом и проводником приводит к мысли использовать этот факт для изменения сечения обратного рассеяния диэлектрического тела. Для того чтобы оценить возможные пределы такого изменения, была исследована зависимость сечения обратного рассеяния от расстояния между эллипсоидом и проводником. Полученные результаты представлены на рис. 4, где по оси абсцисс отложено расстояние в длинах волн от нижней точки эллипсоида до проводника, а по оси ординат – сечение обратного рассеяния  $\sigma_{обр}$ , нормированное на квадрат длины волны, в децибелах. Сплошной прямой линией на рисунке показано сечение обратного рассеяния одиночного эллипсоида (эллипсоида без проводников). При получении этих результатов параметры эллипсоида, длина и радиус проводника, а также параметры метода  $K_e, K_i, N_e, N_i, L, N, L'$  выбраны такими же, как и при получении результатов, представленных на рис. 2, 3. Проводник расположен со стороны падающей волны.

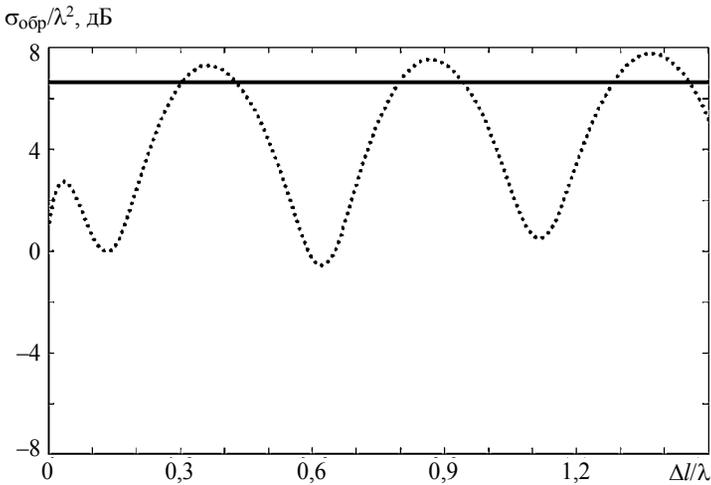


Рис. 4. Зависимость сечения обратного рассеяния от расстояния между эллипсоидом и проводником

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. С помощью проводника, располагая его на соответствующем расстоянии, можно существенно (приблизительно на 8 децибел) уменьшить сечение обратного рассеяния диэлектрического тела. Кривая зависимости сечения обратного рассеяния от расстояния между диэлектрическим телом и проводником носит осциллирующий характер. Положение первого минимума кривой (в данном случае он имеет место при  $\Delta l = 0,13\lambda$ ) зависит от параметров диэлектрического тела и длины проводника и может быть найдено только в результате решения рассматриваемой задачи. Положение остальных минимумов легко предсказывается: каждый последующий минимум находится на расстоянии, равном  $0,5\lambda$  от предыдущего.

### Заключение

Таким образом, в данной статье методом вспомогательных источников в резонансной частотной области приведено решение задачи электромагнитного рассеяния на трехмерном магнитодиэлектрическом теле при наличии вблизи него тонкого проводника конечной длины. Кратко описана разработанная компьютерная программа. Исследовано влияние тонких проводников на бистатистические сечения рассеяния и сечения обратного рассеяния диэлектрического тела. В частности, установлено, что присутствие тонкого проводника в наибольшей степени влияет на сечения рассеяния в направлениях, относящихся к заднему полупространству, а величина сечения рассеяния существенно зависит от расстояния между поверхностью диэлектрического тела и проводниками. Установлено также, что с помощью проводника, располагая его на соответствующем расстоянии, можно существенно уменьшить сечение обратного рассеяния диэлектрического тела.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Kahnert F.M.* Numerical methods in electromagnetic scattering theory // *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2003. V. 79 – 80. P. 775 – 824.
2. *Еремин Ю.А., Орлов Н.В.* Анализ рассеяния волн на нескольких магнитодиэлектрических телах методом дискретных источников // *Радиотехника и электроника*. 1994. Т. 39. № 5. С. 740 – 748.
3. *Дмитренко А.Г., Колчин В.А.* Численный метод анализа электромагнитного рассеяния структурами из конечного числа трехмерных идеально проводящих тел // *Радиотехника и электроника*. 2001. Т. 46. № 3. С. 277 – 282.
4. *Дмитренко А.Г., Колчин В.А.* Численный метод исследования электромагнитного рассеяния структурами, содержащими тонкие проводники // *Радиотехника и электроника*. 2003. Т. 48. № 5. С. 545 – 551.
5. *Дмитренко А.Г., Мукомолов А.И.* Численный метод решения задач электромагнитного рассеяния на трехмерном магнитодиэлектрическом теле // *Радиотехника и электроника*. 1995. Т. 40. № 6. С. 875 – 880.
6. *Еремин Ю.А., Свешников А.Г.* Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции. М.: Изд-во МГУ, 1992. 181 с.

*Дмитренко Анатолий Григорьевич*

*Келлер Юрий Александрович*

Томский государственный университет

E-mail: dmitr@fpmk.tsu.ru; kua1102@sbmail.com

Поступила в редакцию 29 января 2010 г.