

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 537.874.6

DOI: 10.17223/19988605/46/3

А.Г. Дмитренко**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ
НА СТРУКТУРЕ ИЗ ТРЕХМЕРНОГО ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕГО ТЕЛА
И ТОНКОГО ПРОВОДНИКА**

Метод вспомогательных источников использован для моделирования в резонансной частотной области электромагнитного рассеяния на структуре из трехмерного идеально проводящего тела и тонкого проводника. Приведены некоторые результаты численных расчетов, характеризующие влияние идеально проводящего тела на распределение тока вдоль проводника, а также влияние тонкого проводника на сечения рассеяния идеально проводящего тела.

Ключевые слова: электромагнитное рассеяние; метод вспомогательных источников; идеально проводящее тело; тонкий проводник; распределение тока; сечение рассеяния.

Значительный интерес для исследователей представляет изучение рассеяния электромагнитных волн структурами, образованными совокупностью идеально проводящих тел, имеющих размеры, сравнимые с длиной волны. Этот интерес обусловлен необходимостью решения ряда практически важных проблем, например таких, как проблемы электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств, радионавигации, дефектоскопии, радиолокационной заметности и идентификации объектов. Особый интерес представляет случай, когда расстояние между телами структуры меньше длины волны. В этом случае поле, рассеянное каждым телом, наводит вторичные токи на всех других телах. В результате токи на всех телах структуры оказываются взаимосвязанными, и структуру приходится рассматривать как единое целое, что существенно усложняет решение соответствующей задачи рассеяния.

Частным случаем задачи электромагнитного рассеяния совокупностью тел является задача рассеяния на двух идеально проводящих телах. Анализ имеющейся в распоряжении автора литературы показывает, что к настоящему времени уже решены задачи электромагнитного рассеяния на двух идеально проводящих сферах [1–3], на двух соосных круговых цилиндрах конечной длины [4–5], на двух соосных вытянутых сфероидах [6–7], на двух суперэллипсоидах [8]. Рассматривалось также электромагнитное рассеяние на структурах, состоящих из идеально проводящих тел различной геометрии. В частности, в работах [5], [9] рассмотрено рассеяние на структуре, состоящей из конечного кругового цилиндра и сферы, а в работе [8] – на структуре, состоящей из сфероида и биконуса. Однако в литературе отсутствуют работы, касающиеся электромагнитного рассеяния на структуре, состоящей из трехмерного идеально проводящего тела и тонкого проводника.

Данная статья закрывает этот пробел. Она посвящена моделированию рассеяния электромагнитной волны на структуре из трехмерного идеально проводящего тела и тонкого проводника. В основе моделирования лежит предложенный ранее в [10–11] метод вспомогательных источников. Приведены некоторые результаты численных расчетов, характеризующие влияние идеально проводящего тела на распределение тока вдоль проводника, а также влияние тонкого проводника на сечения рассеяния идеально проводящего тела. Эти результаты представляют интерес для исследователей, занимающихся проблемами антенной техники и радиолокационной заметности.

1. Формулировка задачи

Геометрия задачи 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 непересекающихся идеально проводящего тела D , ограниченного поверхностью S , и тонкого проводника, ограниченного поверхностью S' . Под тонким проводником будем понимать идеальный проводник круглого сечения, диаметр которого конечен, но мал по сравнению с длиной волны. Эта структура размещена в однородной безграничной среде D_e с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_e и μ_e в декартовой системе координат с центром, выбранным внутри трехмерного тела D . Требуется найти рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ в области D_e .

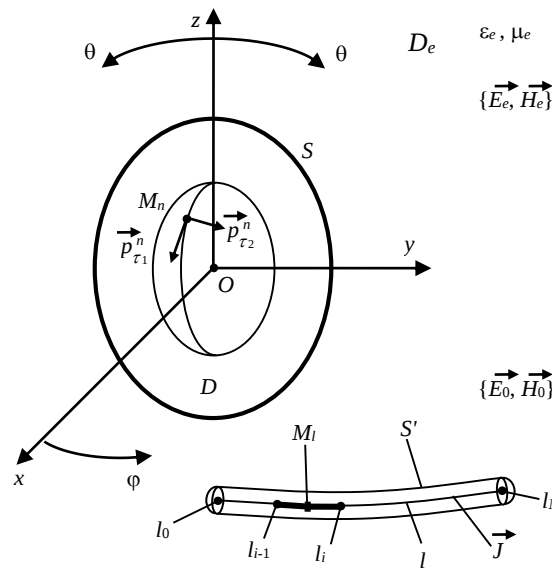


Рис. 1. Геометрия задачи
Fig. 1. Geometry of the problem

Поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ должно удовлетворять уравнениям Максвелла:

$$\nabla \times \vec{E}_\rho = i\omega\mu_\rho \vec{H}_\rho, \quad \nabla \times \vec{H}_\rho = -i\omega\varepsilon_\rho \vec{E}_\rho \quad \text{B} \quad D_\rho, \quad (1)$$

граничным условиям

$$\vec{n} \times \vec{E}_e = -\vec{n} \times \vec{E}_0 \quad \text{на } S \text{ и } S' \quad (2)$$

и условиям излучения

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

В выражениях (1)–(3) $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к поверхностям S и S' , ограничивающим тело D и тонкий проводник; $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$; $\vec{a} \times \vec{b}$ – векторное произведение.

2. Модель рассеянного поля

Модель рассеянного поля строится следующим образом. Введем внутри тела D вспомогательную поверхность $S_e = K_e S$, подобную поверхности тела S в смысле гомотетии с центром в центре декартовой системы координат O . Коэффициент гомотетии (подобия) K_e характеризует удаление вспомогательной поверхности S_e от поверхности тела S , его значения лежат в интервале $0 < K_e < 1$

(при $K_e = 0$ вспомогательная поверхность стягивается в точку, при $K_e = 1$ она совпадает с поверхностью S). Выберем на вспомогательной поверхности S_e конечную совокупность точек $\{M_n\}_{n=1}^N$ и в каждой точке M_n разместим пару независимых вспомогательных элементарных электрических диполей с моментами $\vec{p}_{\tau_1}^n = p_{\tau_1}^n \vec{e}_{\tau_1}^n$, $\vec{p}_{\tau_2}^n = p_{\tau_2}^n \vec{e}_{\tau_2}^n$, ориентированными вдоль единичных направлений $\vec{e}_{\tau_1}^n$, $\vec{e}_{\tau_2}^n$, выбранных в плоскости, касательной к S_e в точке M_n , и излучающих в однородную среду с параметрами ϵ_e и μ_e .

Внутри тонкого проводника на его оси разместим непрерывно распределенный вспомогательный ток $\vec{J}$.

Представим неизвестное рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ в D_e в виде суммы полей введенных вспомогательных диполей и тока:

$$\begin{aligned} \vec{E}_e(M) &= (i/\omega\epsilon_e) \left\{ \sum_{n=1}^N \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}_n) + \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}') \right\}, \quad \vec{H}_e(M) = \sum_{n=1}^N \nabla \times \vec{\Pi}_n + \nabla \times \vec{\Pi}', \\ \vec{\Pi}_n &= \Psi_e(M, M_n) \vec{p}_{\tau}^n, \quad \vec{\Pi}' = \int_l \Psi_e(M, M_l) \vec{J} dl, \quad \Psi_e(M, M_n) = \exp(ik_e R_{MM_n}) / (4\pi R_{MM_n}), \\ \Psi_e(M, M_l) &= \exp(ik_e R_{MM_l}) / (4\pi R_{MM_l}), \quad \vec{p}_{\tau}^n = p_{\tau_1}^n \vec{e}_{\tau_1}^n + p_{\tau_2}^n \vec{e}_{\tau_2}^n, \quad M \in D_e. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $k_e = \omega\sqrt{\epsilon_e\mu_e} = 2\pi/\lambda$ – волновое число в среде D_e ; R_{MM_n} – расстояние от точки M_n на S_e до точки M в D_e ; R_{MM_l} – расстояние от точки M_l на оси проводника до той же точки M в D_e ; $p_{\tau_1}^n, p_{\tau_2}^n$ ($n = \overline{1, N}$) – неизвестные комплексные постоянные (дипольные моменты); N – число точек размещения диполей на вспомогательной поверхности S_e ; $\vec{J}$ – неизвестный осевой вспомогательный ток; интегрирование проводится вдоль оси проводника l .

Поле (4) удовлетворяет уравнениям Максвелла (1) и условиям излучения (3). Для того чтобы удовлетворить граничным условиям (2), необходимо соответствующим образом выбрать дипольные моменты $p_{\tau_1}^n, p_{\tau_2}^n$ ($n = \overline{1, N}$) и распределение осевого тока $\vec{J}$.

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

$$\vec{\Pi}' = \sum_{i=1}^{N_l} J_i \vec{e}_i \int_{l_{i-1}}^{l_i} \Psi_e(M, M_l) dl, \quad (5)$$

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_l 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 S , а $M_{j'}$ ($j' = 1, 2, \dots, L'$) – точки коллокации на поверхности S' ; L – число точек коллокации на S , а L' – число точек коллокации на S' . В силу предположения о малости диаметра проводника по сравнению с его длиной и длиной волны и выбранного в соответствии с этим представления для поля проводника будем считать, что вкладом в рассеянное поле азимутальной составляющей тока

на поверхности проводника можно пренебречь. Тогда для нахождения неизвестных $p_{\tau 1}^n, p_{\tau 2}^n$ ($n = \overline{1, N}$) и J_i ($i = \overline{1, N_l}$) получим следующую систему линейных алгебраических уравнений с комплексной матрицей размерности $(2L + L') \times (2N + N_l)$:

$$\begin{aligned}\vec{n}^j \times \vec{E}_e^j &= -\vec{n}^j \times \vec{E}_0^j, & j = \overline{1, L}, \\ E_{e,l}^{j'} &= -E_{0,l}^{j'}, & j' = \overline{1, L'},\end{aligned}\quad (6)$$

где $\vec{n}^j, \vec{E}_e^j$ и $\vec{E}_0^j$ – значения векторов нормали и электрических компонент рассеянного (4) и возбуждающего полей в точке коллокации j на поверхности S тела D , а $E_{e,l}^{j'}$ и $E_{0,l}^{j'}$ – значения составляющих тех же компонент вдоль оси тонкого проводника в точках коллокации j' на его поверхности. Решение системы (6) находим путем минимизации функции

$$\Phi = \sum_{j=1}^L \left| \vec{n}^j \times (\vec{E}_e^j + \vec{E}_0^j) \right|^2 + \sum_{j'=1}^{L'} \left| E_{e,l}^{j'} + E_{0,l}^{j'} \right|^2. \quad (7)$$

После решения задачи минимизации, т.е. определения неизвестных дипольных моментов $p_{\tau 1}^n, p_{\tau 2}^n$ ($n = \overline{1, N}$) и элементов тока J_i ($i = \overline{1, N_l}$), необходимые характеристики рассеянного поля определяем из (4). В частности, для компонент рассеянного поля в дальней зоне имеем

$$\begin{aligned}E_{e,\theta}(M) &= (\mu_e / \varepsilon_e)^{1/2} H_{e,\varphi}(M) = (\exp(ik_e R) / k_e R) D_\theta(\theta, \varphi) + O(R^{-2}), \\ E_{e,\varphi}(M) &= -(\mu_e / \varepsilon_e)^{1/2} H_{e,\theta}(M) = (\exp(ik_e R) / k_e R) D_\varphi(\theta, \varphi) + O(R^{-2}),\end{aligned}\quad (8)$$

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

$$\begin{aligned}D_\theta(\theta, \varphi) &= \sum_{n=1}^N G_n(\theta, \varphi) \{ (\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha_1^n + \cos \theta \sin \varphi \cos \beta_1^n - \sin \theta \cos \gamma_1^n) p_{\tau 1}^n + (\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha_2^n + \\ &+ \cos \theta \sin \varphi \cos \beta_2^n - \sin \theta \cos \gamma_2^n) p_{\tau 2}^n \} + \sum_{i=1}^{N_l} J_i (\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha^i + \cos \theta \sin \varphi \cos \beta^i - \sin \theta \cos \gamma^i) \int_{l_{i-1}}^{l_i} G(\theta, \varphi, l) dl, \\ D_\varphi(\theta, \varphi) &= \sum_{n=1}^N G_n(\theta, \varphi) \{ (-\sin \varphi \cos \alpha_1^n + \cos \varphi \cos \beta_1^n) p_{\tau 1}^n + (-\sin \varphi \cos \alpha_2^n + \cos \varphi \cos \beta_2^n) p_{\tau 2}^n \} + \\ &+ \sum_{i=1}^{N_l} J_i (-\sin \varphi \cos \alpha^i + \cos \varphi \cos \beta^i) \int_{l_{i-1}}^{l_i} G(\theta, \varphi, l) dl, \\ G_n(\theta, \varphi) &= \exp\{-ik_e(x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta)\}, \\ G(\theta, \varphi, l) &= \exp\{-ik_e(x_l \sin \theta \cos \varphi + y_l \sin \theta \sin \varphi + z_l \cos \theta)\},\end{aligned}$$

в которых $\cos \alpha_1^n, \cos \beta_1^n, \cos \gamma_1^n$ и $\cos \alpha_2^n, \cos \beta_2^n, \cos \gamma_2^n$ – направляющие косинусы единичных векторов $\vec{e}_{\tau 1}^n$ и $\vec{e}_{\tau 2}^n$; $\cos \alpha^i, \cos \beta^i, \cos \gamma^i$ – направляющие косинусы единичных векторов $\vec{e}_i$; x_n, y_n, z_n – декартовы координаты точки M_n ; x_l, y_l, z_l – переменные интегрирования по элементу (l_{i-1}, l_i) тонкого проводника; θ и φ – общепринятые угловые сферические координаты точки наблюдения M .

Контроль точности решения осуществляем путем вычисления относительного значения функции (7) на сетке точек, промежуточных по отношению к точкам коллокации, выбираемых на поверхностях S и S' :

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

где Φ' – значение функции (7) на указанной выше совокупности точек; Φ_0 – значение соответствующей нормы падающего поля на этой же совокупности точек, определяемое выражением

$$\Phi = \sum_{j=1}^{L_1} \left| \vec{n}^j \times \vec{E}_0^j \right|^2 + \sum_{j=1}^{L'_1} \left| E_{0,l}^{j'} \right|^2,$$

в котором L_1 и L'_1 – число промежуточных точек соответственно на поверхностях S и S' .

3. Результаты моделирования

Изложенный выше алгоритм был реализован в качестве компьютерной программы для расчета компонент рассеянного поля и контроля точности полученного решения. Программа предусматривает, что тело D может быть либо трехосным эллипсоидом, либо конечным цилиндром с эллиптическим поперечным сечением (с плоскими или скругленными торцами), а тонкий проводник является прямолинейным. Входными величинами программы являются координата центра объемного тела O и координаты начала и конца осевой линии тонкого проводника, определяющие взаимное расположение тел в структуре, а также величины характеристик геометрических параметров рассеивателей (в длинах волн), возбуждающее поле $\{\vec{E}_0, \vec{H}_0\}$, параметр подобия K_e , числа точек размещения диполей N и точек коллокации L для объемного тела D , а также числа участков разбиения осевой линии N_l и точек коллокации L' для тонкого проводника. Выходными величинами программы являются компоненты диаграммы рассеяния $D_\theta(\theta, \varphi)$ и $D_\varphi(\theta, \varphi)$, бистатистические сечения рассеяния

$$\sigma(\theta, \varphi) = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 [|E_{e,\theta}|^2 + |E_{e,\varphi}|^2] / |\vec{E}_0|^2, \quad (10)$$

распределение осевого тока J , а также относительная норма невязки граничных условий (9). Минимизация функции (7) осуществляется методом сопряженных 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 исследование влияния объемного идеально проводящего тела на распределение тока вдоль проводника, а также на исследование влияния тонкого проводника на сечения рассеяния объемного тела.

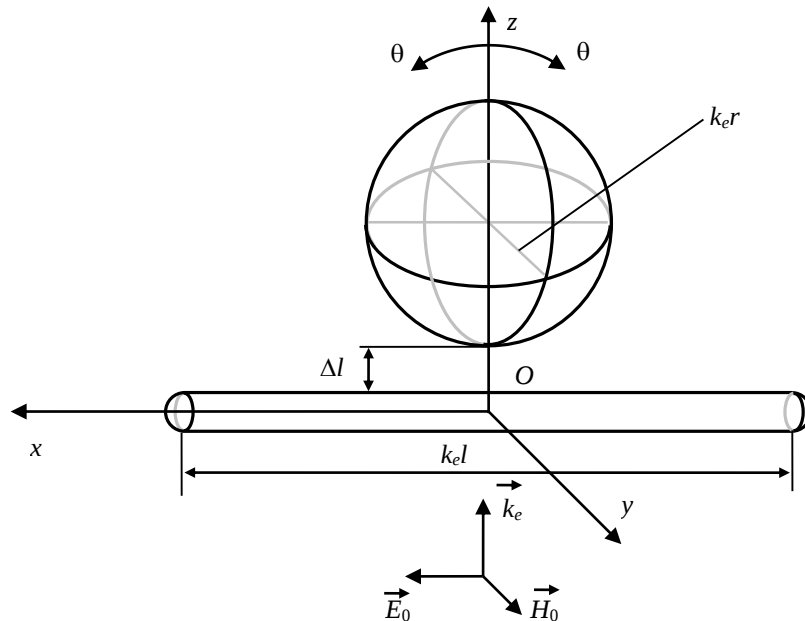


Рис. 2. Структура, состоящая из сферы и тонкого проводника
Fig. 2. Structure consisting of a sphere and a thin conductor

Исследование влияния объемного тела на распределение тока вдоль проводника выполнено для структуры, показанной на рис. 2. Структура состоит из сферы радиуса $k_e r$ ($k_e = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны) и расположенного перед ней (со стороны падения волны) прямолинейного проводника длиной $k_e l$ и радиусом $k_e r_0$. Центр проводника совпадает с центром декартовой системы координат; ось проводника направлена вдоль оси x ; центр сферы расположен на оси z . Структура возбуждается плоской волной, падающей вдоль оси z , вектор $\vec{E}_0$ направлен вдоль оси проводника.

Были рассмотрены два варианта описанной выше структуры, отличающиеся радиусом сферы: для первого варианта $k_e r = 2$, для второго $k_e r = 4$; для обоих вариантов $k_e l = 10$, $k_e r_0 = 0,1$.

Параметры метода были выбраны следующими: на тонком проводнике число элементов разбиения осевого тока N_l составляло 90; для сферы число точек размещения вспомогательных диполей на вспомогательной поверхности N выбрано равным 256, а число точек коллокации L – равным 512. В локальной системе координат с центром в центре сферы точки размещения диполей и точки коллокации распределены следующим образом. В каждом из шестнадцати полусечений $\varphi = \text{const}$, отстоящих одно от другого на угловое расстояние $\Delta\varphi = 22,5^\circ$, равномерно по углу θ выбрано 16 точек размещения диполей. Для точек коллокации алгоритм их расположения по углу θ выбран таким же, как для точек размещения диполей, но выбираются они как в полусечениях $\varphi = \text{const}$, определенных для точек размещения диполей, так и посередине между ними. Коэффициент подобия вспомогательной поверхности для сферы задан равным 0,6. При данных параметрах метода значение невязки (9) не превышает 10%.

Некоторые из полученных результатов представлены на рис. 3, 4. Рисунок 3 относится к случаю, когда радиус сферы $k_e r = 2$, а рис. 4 – к случаю, когда радиус сферы $k_e r = 4$. Методика исследований заключалась в сравнении распределения тока вдоль проводника, полученного при наличии рядом с проводником сферы, с распределением тока вдоль одиночного проводника. Сравнение проводилось для различных расстояний между рассеивателями. На рис. 3, 4 по оси абсцисс отложено расстояние от середины проводника, по оси ординат – значение величины (модуля) тока в условных единицах. Кривые 1 относятся к случаю, когда наименьшее расстояние Δl между сферой и проводником равно $0,01\lambda$, кривые 2 – к случаю, когда $\Delta l = 0,5\lambda$ и кривые 3 – к случаю, когда $\Delta l = 1,2\lambda$. Здесь же для сравнения приведено распределение тока вдоль одиночного проводника, т.е. при отсутствии сферы (кривые 4).

Как показывают результаты, представленные на рис. 3, 4, влияние объемных тел на распределение тока в тонких проводниках существенно зависит от характерных размеров тела, определяемых величиной $k_e d = 2k_e r$. При $d < 0,6\lambda$ (см. рис. 3) этим влиянием можно пренебречь; при $d > \lambda$ для корректного определения распределения тока вдоль проводника необходимо учитывать наличие вблизи него объемных тел.

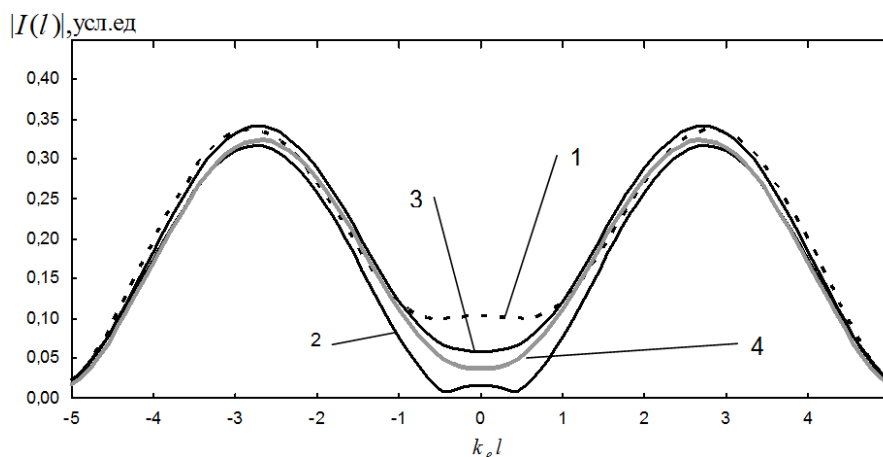


Рис. 3. Распределение тока вдоль оси проводника при наличии рядом с проводником сферы радиусом $k_e r = 2$, расположенной на различных расстояниях Δl от проводника (1 – $\Delta l = 0,01\lambda$, 2 – $\Delta l = 0,5\lambda$, 3 – $\Delta l = 1,2\lambda$, 4 – одиночный проводник)

Fig. 3. Current distribution along the axis of a conductor in the presence of a sphere with radius $k_e r = 2$ located at various distances Δl from the conductor (1 – $\Delta l = 0,01\lambda$, 2 – $\Delta l = 0,5\lambda$, 3 – $\Delta l = 1,2\lambda$, 4 – sphere is absent)

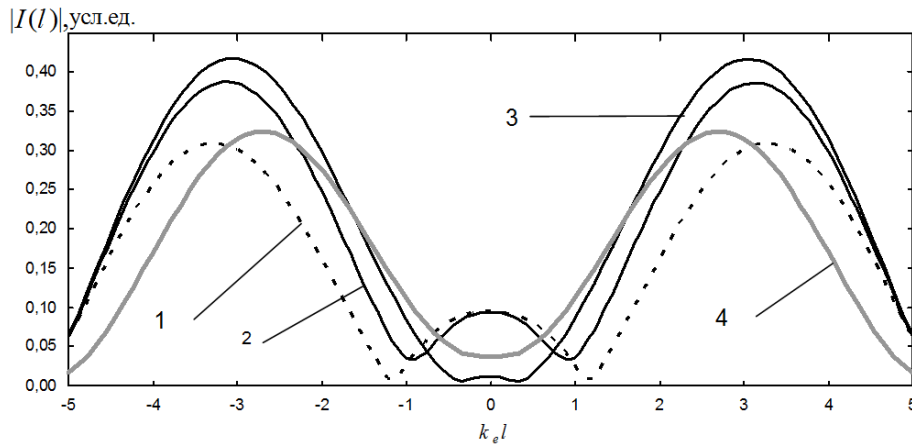


Рис. 4. Распределение тока вдоль оси проводника при наличии рядом с проводником сферы радиусом $k_e r = 4$, расположенной на различных расстояниях Δl от проводника (1 – $\Delta l = 0,01\lambda$, 2 – $\Delta l = 0,5\lambda$, 3 – $\Delta l = 1,2\lambda$, 4 – одиночный проводник)

Fig. 4. Current distribution along the axis of a conductor in the presence of a sphere with radius $k_e r = 4$ located at various distances Δl from the conductor (1 – $\Delta l = 0,01\lambda$, 2 – $\Delta l = 0,5\lambda$, 3 – $\Delta l = 1,2\lambda$, 4 – sphere is absent)

Исследования влияния тонкого проводника на бистатистические сечения объемного тела проводились для структуры, представленной на рис. 2, в которой сфера была заменена на эллипсоид с полуосями $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$, ориентированными вдоль осей x , y и z соответственно. Было рассмотрено два варианта этой структуры, которые отличались только длинами проводников: для первого варианта длина проводника $k_e l$ выбиралась равной 12, для второго варианта – равной 6. Радиус проводника $k_e r_0$ в обоих случаях выбирался равным 0,1. Параметры метода были выбраны такими же, как при исследовании влияния объемного тела на распределение тока вдоль проводника.

Методика исследований заключалась в сравнении бистатистического сечения рассеяния одиночного объемного тела с бистатистическим сечением рассеяния структуры, состоящей из объемного тела и тонкого проводника. Сравнение проводилось при различных расстояниях между рассеивателями, составляющими структуру.

На рис. 5, 6 приведены бистатистические сечения рассеяния для первого варианта структуры, а на рис. 7, 8 – для второго варианта структуры. Рисунки м5 и 7 относятся к случаю, когда наименьшее расстояние Δl между поверхностями эллипсоида и тонкого проводника равно $0,1\lambda$, а рис. 6 и 8 – к случаю, когда $\Delta l = 1\lambda$.

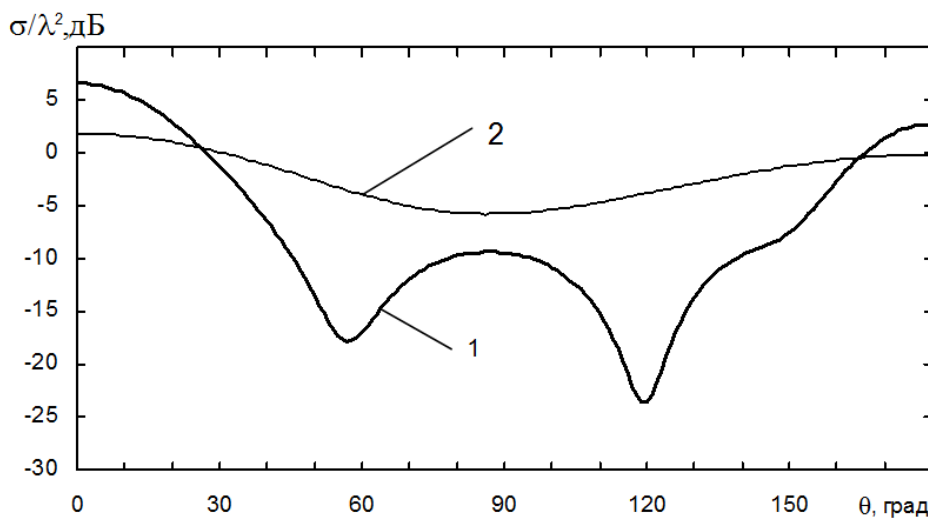


Рис. 5. Бистатистические сечения рассеяния в E -плоскости: 1 – для структуры, состоящей из эллипсоида с полуосями $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ и проводника длиной $k_e l = 12$, расположенного на расстоянии $\Delta l = 0,1\lambda$; 2 – для одиночного эллипсоида

Fig. 5. E -plane bistatic scattering cross sections: 1 – for a structure consisting of an ellipsoid with half-axes $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ and a conductor of length $k_e l = 12$ located at the distance $\Delta l = 0,1\lambda$; 2 – for a single ellipsoid

Результаты относятся к E -плоскости (плоскость векторов $\vec{k}_e$ и $\vec{E}_0$). В этой плоскости бистатические сечения рассеяния симметричны относительно оси z , поэтому результаты представлены только в полусечении $\varphi = 0$. По оси абсцисс отложен угол θ , по оси ординат – сечения рассеяния (10), нормированные на квадрат длины волны и выраженные в децибелах. Кривые 1 на всех рисунках – бистатические сечения рассеяния структуры «эллипсоид–проводник», кривые 2 – бистатические сечения рассеяния одиночного эллипсоида (эллипсоида при отсутствии проводника).

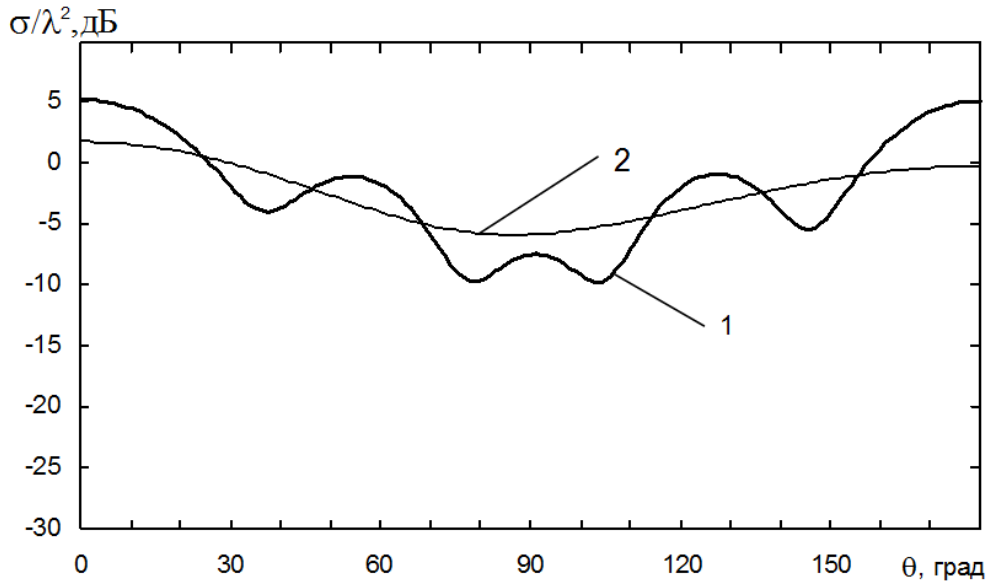


Рис. 6. Бистатические сечения рассеяния в E -плоскости: 1 – для структуры, состоящей из эллипсоида с полуосями $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ и проводника длиной $k_e l = 12$, расположенного на расстоянии $\Delta l = 1\lambda$; 2 – для одиночного эллипсоида

Fig. 6. E -plane bistatic scattering cross sections: 1 – for a structure consisting of an ellipsoid with half-axes $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ and a conductor of length $k_e l = 12$ located at the distance $\Delta l = 1\lambda$; 2 – for a single ellipsoid

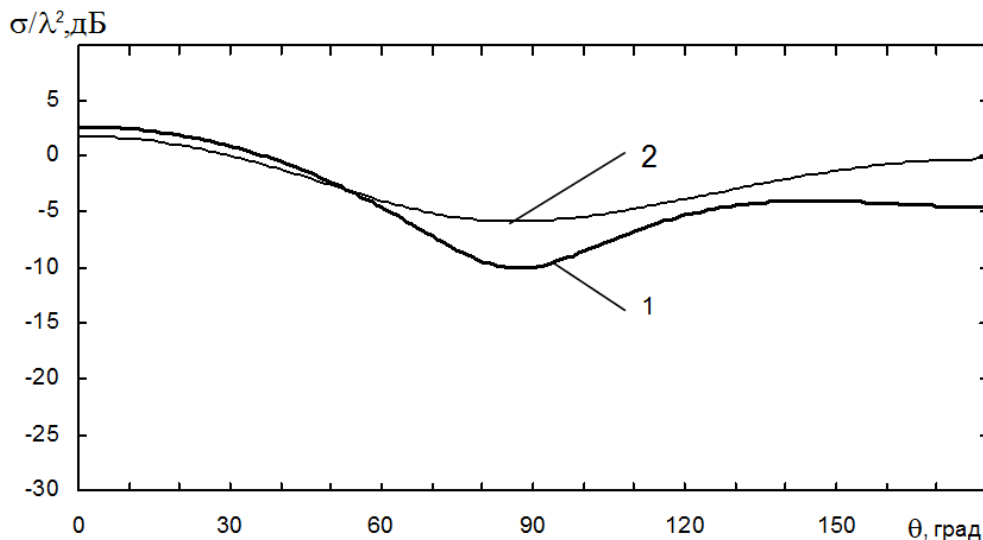


Рис. 7. Бистатические сечения рассеяния в E -плоскости: 1 – для структуры, состоящей из эллипсоида с полуосями $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ и проводника длиной $k_e l = 6$, расположенного на расстоянии $\Delta l = 0,1\lambda$; 2 – для одиночного эллипсоида

Fig. 7. E -plane bistatic scattering cross sections: 1 – for a structure consisting of an ellipsoid with half-axes $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ and a conductor of length $k_e l = 6$ located at the distance $\Delta l = 0,1\lambda$; 2 – for a single ellipsoid

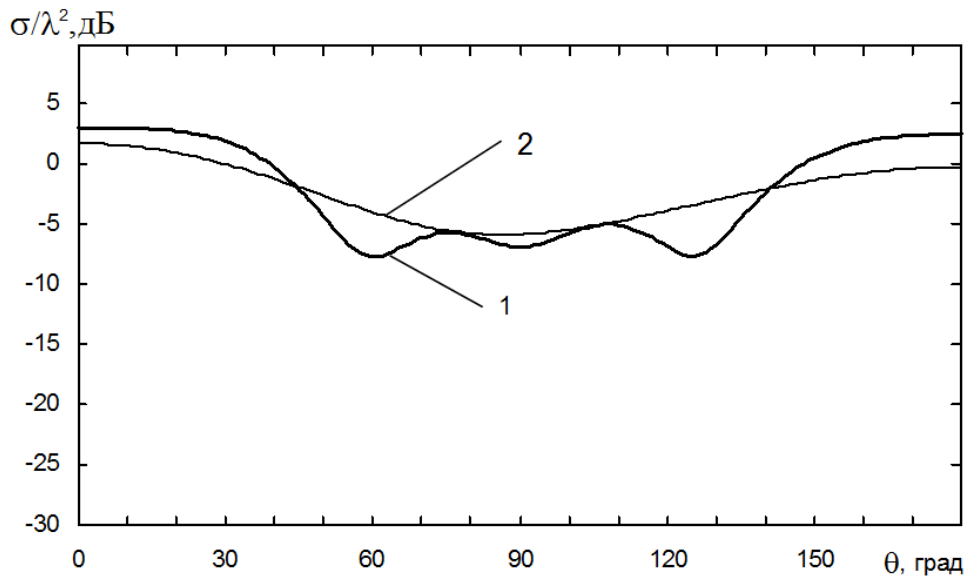


Рис. 8. Бистатические сечения рассеяния в E -плоскости: 1 – для структуры, состоящей из эллипсоида с полуосями $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ и проводника длиной $k_e l = 6$, расположенного на расстоянии $\Delta l = 1\lambda$; 2 – для одиночного эллипсоида

Fig. 8. E -plane bistatic scattering cross sections: 1 – for a structure consisting of an ellipsoid with half-axes $k_e a = 2$, $k_e b = 1,5$, $k_e c = 1$ and a conductor of length $k_e l = 6$ located at the distance $\Delta l = 1\lambda$; 2 – for a single ellipsoid

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Бистатическое сечение рассеяния структуры, составленной из объемного тела и тонкого проводника, имеет значительные отличия от бистатического сечения одиночного объемного тела. Эти отличия тем больше, чем длиннее проводник. В случае расположения проводника очень близко к объемному телу ($\Delta l \approx 0,1\lambda$) отличия бистатических сечений рассеяния объясняются взаимным влиянием проводника и объемного тела. При расположении проводника на расстояниях $\Delta l > \lambda$ эти отличия объясняются интерференцией полей, рассеянных объемным телом и проводником. Результаты представленные на рис. 5, свидетельствуют о том, что присутствие тонкого проводника вблизи поверхности объемного рассеивателя может приводить к существенному уменьшению сечений рассеяния в большинстве направлений бокового ($30^\circ < \theta < 160^\circ$) рассеяния. Платой за это является увеличение сечений рассеяния в направлениях прямого и обратного рассеяния.

Заключение

Таким образом, в данной работе на основе метода вспомогательных источников построена модель поля, рассеянного структурой, состоящей из трехмерного идеально проводящего тела и тонкого идеального проводника. На основе этой модели разработан численный алгоритм решения задачи электромагнитного рассеяния рассматриваемой структурой. Алгоритм реализован в виде компьютерной программы для расчета компонент рассеянного поля. Приведены некоторые результаты моделирования, касающиеся влияния идеально проводящего тела на распределение тока вдоль проводника, а также влияния тонкого проводника на сечения рассеяния идеально проводящего тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов И.П. Дифракция электромагнитных волн на двух шарах // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 2. С. 180–185.
2. Свешников А.Г., Еремин Ю.А. // Численные методы электродинамики. М. : Изд-во МГУ, 1980. Вып. 4. С. 3–7.
3. Bruning J.H., Yuen T.L. Multiple scattering of EM waves by spheres // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1971. V. 19, No. 3. P. 391–400.

4. Кюркчан А.Г., Скородумова Е.А. Решение задачи дифракции электромагнитной волны на группе тел методом диаграммных уравнений // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52, № 11. С. 1330–1337.
5. Hunka J.F., Mei K.K. Electromagnetic scattering by two bodies of revolution // Electromagnetics. 1987. V. 1, No. 3. P. 329–347.
6. Cooray M.F.R., Ciric I.R. Electromagnetic scattering by a system of two parallel prolate spheroids // Canadian Journal of Physics. 1990. V. 68, No. 4–5. P. 376–384.
7. Sinha B.P., MicPhie R.H. Electromagnetic plane wave scattering by a system of two parallel conducting prolate spheroids // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1983. V. 31, No. 2. P. 294–304.
8. Кюркчан А.Г., Маненков С.А., Негорожина Е.С. Моделирование рассеяния волн группой близко расположенных тел // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53, № 3. С. 276–285.
9. Sarabandi K, Polatin P.F. Electromagnetic scattering from two adjacent objects // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1994. V. 42, No. 4. P. 510–517.
10. Дмитренко А.Г., Колчин В.А. Рассеяние электромагнитных волн на структурах, содержащих тонкие проводники // Известия вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 1. С. 31–40.
11. 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.

Поступила в редакцию 17 июня 2018 г.

Dmitrenko A.G. (2019) SIMULATING OF ELECTROMAGNETIC SCATTERING BY A STRUCTURE CONSISTING OF A PERFECTLY CONDUCTING BODY AND A THIN WIRE. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Upravlenie vychislitel'noy tekhniki i informatika* [Tomsk State University Journal of Control and Computer Science]. 46. pp. 20–30

DOI: 10.17223/19988605/46/3

Using the method of auxiliary sources, we solve the problem of electromagnetic-wave scattering by a structure consisting of a perfectly conducting body and a thin wire. The gist of the method to be used is the following. We introduce an auxiliary surface $S_e = K_e S$ inside perfectly conducting body D . Let S_e be homothetic to the surface S of the body D . The homothety (similarity) coefficient K_e characterizes the spacing of the auxiliary surface to the surface S . We specify a finite set of points $\{M_n\}_{n=1}^N$ on auxiliary surface S_e . At each point M_n we locate a pair of independent auxiliary elementary electric dipoles with moments equal to $\vec{p}_{\tau_1}^n = p_{\tau_1}^n \vec{e}_{\tau_1}^n$, $\vec{p}_{\tau_2}^n = p_{\tau_2}^n \vec{e}_{\tau_2}^n$. The dipoles are aligned with the unit vectors $\vec{e}_{\tau_1}^n$, $\vec{e}_{\tau_2}^n$, respectively, in a plane tangential to S_e at the point M_n and radiate in homogeneous medium with parameters ϵ_e and μ_e .

We also introduce a continuously distributed auxiliary current $\vec{J}$ on the axis of thin wire.

Now we represent the unknown scattered field $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ in outer medium D_e as a sum of the fields from the introduced auxiliary dipoles and current:

$$\begin{aligned} \vec{E}_e(M) &= (i / \omega \epsilon_e) \left\{ \sum_{n=1}^N \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}_n) + \nabla \times (\nabla \times \vec{\Pi}') \right\}, \quad \vec{H}_e(M) = \sum_{n=1}^N \nabla \times \vec{\Pi}_n + \nabla \times \vec{\Pi}', \\ \vec{\Pi}_n &= \Psi_e(M, M_n) \vec{p}_{\tau}^n, \quad \vec{\Pi}' = \int_l \Psi_e(M, M_l) \vec{J} dl, \quad \Psi_e(M, M_n) = \exp(ik_e R_{MM_n}) / (4\pi R_{MM_n}), \\ \vec{\Pi}_{n,1} &= \Psi_e(M, M_{n,1}) \vec{p}_{\tau}^{n,1}, \quad \vec{\Pi}_{n,2} = \Psi_e(M, M_{n,2}) \vec{p}_{\tau}^{n,2}, \quad \vec{p}_{\tau}^n = p_{\tau_1}^n \vec{e}_{\tau_1}^n + p_{\tau_2}^n \vec{e}_{\tau_2}^n, \quad M \in D_e. \end{aligned}$$

Here $k_e = \omega \sqrt{\epsilon_e \mu_e}$ is the wave number in the outer medium D_e ; R_{MM_n} is the distance from the point M_n on S_e to the point M in D_e ; R_{MM_l} is the distance from the point M_l on the wire axis to the same point M in D_e ; $p_{\tau_1}^n, p_{\tau_2}^n$ ($n=1, N$) are unknown dipole moments and $\vec{J}$ is an unknown axis current. The integration is performed along the axis of the wire l .

The chosen representations of the field satisfy Maxwell's equations and radiation conditions. To satisfy boundary conditions on the surfaces of the body and wire, we should properly select the dipole moments and the axial-current $\vec{J}$. Before making that, we introduce the piecewise-constant approximation for the axial current. We divide the line l in N_l small intervals in which the current can be considered constant. Then the formula for $\vec{\Pi}'$ can be represented in the following approximate form:

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

where J_i is the current in the i -th interval of the wire and $\vec{e}_i$ is the unit vector directed along the tangent to the central point of the considered interval. Within the framework of such an approach, the problem of determination of the unknown axial-current distribution is reduced to the problem of finding N_l current elements.

To find the dipole moments and the current elements, we use perfectly conducting boundary conditions which are satisfied according to the collocation method. Let M_j , where $j = 1, 2, \dots, L$, and $M_{j'}$, where $j' = 1, 2, \dots, L'$, be the collocation points on the surfaces body and wire, respectively. Then the unknown dipole moments and the current elements can be found from the following system of linear algebraic equations:

$$\begin{aligned}\vec{n}^j \times \vec{E}_e^j &= -\vec{n}^j \times \vec{E}_0^j, \quad j = \overline{1, L}, \\ E_{e,l}^{j'} &= -E_{0,l}^{j'}, \quad j' = \overline{1, L'},\end{aligned}$$

where $\vec{n}^j$ is the normal vector and $\vec{E}_e^j$ and $\vec{E}_0^j$ are the vectors of electric-field components of scattered field and exciting field at the collocation point M_j ; $E_{e,l}^{j'}$ and $E_{0,l}^{j'}$ are the electric-field longitudinal components of scattered field and exciting field at the collocation point $M_{j'}$ on the wire surface. Note that we neglected the azimuthal component of the wire surface current in comparison with longitudinal component. After solving the linear algebraic equations we determine the required parameters of the scattered field.

Based on the method described above, we developed a computer code for calculating the scattered-field components. Using this code, we carried out a series of computational calculations aimed at estimation of influence of nearby perfectly conducting body on current distribution along thin wire. We investigated the influence of thin wire on scattering cross-sections of perfectly conducting body as well. We present some results in the paper.

Keywords: electromagnetic scattering; auxiliary sources method; perfectly conducting body; thin wire; current distribution; scattering cross-section.

DMITRENKO Anatoly Grigor'evich (Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, National Research Tomsk State University, Russia).

E-mail: dmitr@fpmk.tsu.ru

REFERENCES

1. Kozlov, I.P. (2001) Diffraction of electromagnetic waves by two balls. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 46(2). pp. 180–185.
2. Sveshnikov, A.G. & Eremin, Yu.A. (1980) *Chislennye metody elektrodinamiki* [Numerical methods of electrokinamics]. Vol. 4. Moscow: Moscow State University. pp. 3–7.
3. Bruning, J.H. & Yuen, T.L. (1971) Multiple scattering of EM waves by spheres. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 19(3). pp. 391–400.
4. Kyurkchan, A.G. & Skorodumova, E.A. (2007) The Problem of Electromagnetic-Wave Diffraction from a Group of Bodies Solved via the Pattern-Equation Method. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 52(11). pp. 1330–1337.
5. Hunka, J.F. & Mei, K.K. (1987) Electromagnetic scattering by two bodies of revolution. *Electromagnetics*. 1(3). pp. 329–347. DOI: 10.1080/02726348108915138
6. Cooray, M.F.R. & Ciric, I.R. (1990) Electromagnetic scattering by a system of two parallel prolate spheroids. *Canadian Journal of Physics*. 68(4–5). pp. 376–384. DOI: 10.1139/p90-060
7. Sinha, B.P. & MicPhie, R.H. (1983) Electromagnetic plane wave scattering by a system of two parallel conducting prolate spheroids. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 31(2). pp. 294–304.
8. Kyurkchan, A.G., Manenkov, S.A. & Negorogina, E.S. (2008) Simulation of wave scattering by a group of closely spaced bodies. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 53(3). pp. 276–285.
9. Sarabandi, K. & Polatin, P.F. (1994) Electromagnetic scattering from two adjacent objects. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 42(4). pp. 510–517. DOI: 10.1109/8.286219
10. Dmitrenko, A.G. & Kolchin, V.A. (2003) Scattering of electromagnetic waves by structures comprising thin wires. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 46(1). pp. 29–37.
11. Dmitrenko, A.G. & Kolchin, V.A. (2003) A numerical method for investigating electromagnetic scattering by structures containing thin conductors. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 48(5). pp. 494–499.