

Юрий Александрович КЕЛЛЕР —
ассистент кафедры исследования операций
Томского государственного университета,
кандидат физико-математических наук
kua1102@sibmail.com

УДК 537.874.4

**ЗАВИСИМОСТЬ ТОЧНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ
ОТ РАСПОЛОЖЕНИЯ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭЛЛИПСОИДА ПРИ НАЛИЧИИ
ВБЛИЗИ НЕГО ТОНКИХ ПРОВОДНИКОВ**

**THE INFLUENCE OF AUXILIARY SURFACES OF A DIELECTRIC
ELLIPSOID ON THE MODELLING ACCURACY IN THE PRESENCE
OF NEAR PLACED THIN WIRES**

АННОТАЦИЯ. Предложен вариант метода вспомогательных источников для моделирования электромагнитного рассеяния на трехмерном диэлектрическом теле при наличии вблизи него тонких проводников конечной длины. Проведено исследование влияния взаимного расположения вспомогательных поверхностей эллипсоида на точность моделирования.

SUMMARY. The author of the article suggests a variant of auxiliary sources method for simulation of electromagnetic scattering by a three-dimensional magnetodielectric body in the presence of near placed thin wires of finite length. The influence of the inter-arrangement of auxiliary surfaces on the modelling accuracy is also investigated.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА. Метод вспомогательных источников, диэлектрическое тело, тонкие проводники.

KEY WORDS. The auxiliary sources method, dielectric body, thin wires.

На сегодняшний день является актуальным изучение рассеяния радиоволн в резонансной частотной области трехмерным магнитодиэлектрическим телом при наличии вблизи него тонких проводников конечной длины. Это обусловлено необходимостью решения таких практически важных задач, как задачи электромагнитной совместимости, конструирования многоэлементных антенных систем, радиолокационной заметности и др.

Если расстояние между магнитодиэлектрическим 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, наиболее популярным является метод интегральных уравнений. Однако вычислительные алгоритмы получаются слишком емкими по затратам компьютерной памяти, 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], [3], [4]. 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 быть тонкими проводниками.

В статье предложен вариант метода вспомогательных источников для моделирования электромагнитного рассеяния на структурах, состоящих из объемного диэлектрического тела и расположенных вблизи него тонких проводников конечной длины. Даны математическая формулировка метода и краткое описание возможностей реализованной на его основе программы для расчета компонент рассеянного поля. Приведены некоторые результаты численных расчетов, касающихся исследования влияния взаимного расположения вспомогательных поверхностей эллипсоида на точность моделирования.

1. Формулировка и метод решения задачи. Геометрия задачи показана на рис. 1. Рассматривается стационарная задача рассеяния электромагнитного поля $\{\vec{E}_0, \vec{H}_0\}$ на структуре, состоящей из объемного диэлектрического тела D_i , ограниченного поверхностью S , с диэлектрической (ϵ_i) и магнитной (μ_i) проницаемостями и тонких проводников (U), ограниченных поверхностями S_u ($u = 1, 2, \dots, U$) и расположенных 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 (ϵ_e, μ_e) в декартовой системе координат с центром, выбранным внутри тела. Требуется найти рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$.

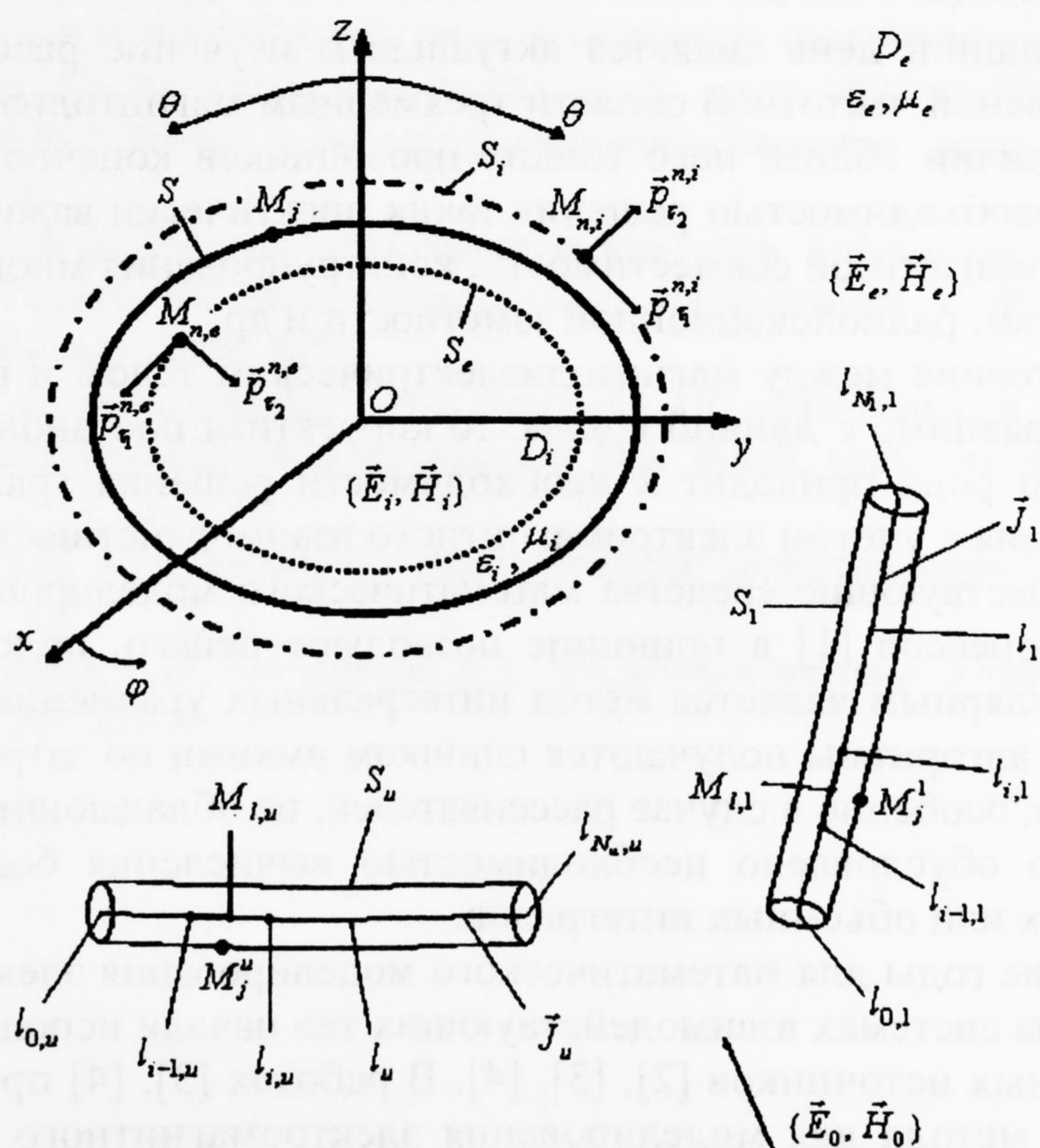


Рис. 1. Геометрия задачи

Математическая постановка задачи имеет следующий вид:

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

$$\begin{aligned} \vec{n} \times (\vec{E}_i - \vec{E}_e) = \vec{n} \times \vec{E}_0 \Big|_S, \quad \vec{n}_u \times \vec{E}_e = -\vec{n}_u \times \vec{E}_0 \text{ на } S'_u, \quad u = 1, 2, \dots, U, \\ \vec{n} \times (\vec{H}_i - \vec{H}_e) = \vec{n} \times \vec{H}_0 \Big|_S \end{aligned} \quad (2)$$

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

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}_u ($u = 1, 2, \dots, U$) — единичные векторы нормалей к поверхностям S'_u тонких проводников; $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$, $\vec{a} \times \vec{b}$ — векторное произведение.

Модель рассеянного поля строится следующим образом. Введем две вспомогательные поверхности S_i и S_e (рис. 1), 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 подобия K_e ($K_e < 1$); поверхность $S_i = K_i S$ расположена вне тела и характеризуется коэффициентом подобия K_i ($K_i > 1$). Если $K_e = K_i = 1$, S_e и S_i совпадают с S .

Выберем на S_e конечную совокупность точек $\{M_{n,e}\}_{n=1}^{N_e}$, 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 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 ε_e, μ_e , а диполи, размещенные на S_i , — в однородную среду с параметрами ε_i, μ_i . Внутри каждого из тонких проводников на оси разместим непрерывно распределенный вспомогательный ток.

Представим неизвестное рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ в D_e как сумму полей вспомогательных диполей, расположенных на S_e , и вспомогательных токов:

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

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

$$\vec{\Pi}_u = \int_{l_u} \Psi_e(M, M_{l,u}) \vec{J}_u dl, \quad M \in D_e,$$

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

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

$$\vec{\Pi}_{n,i} = \Psi_i(M, M_{n,i}) \vec{p}_\tau^{n,i}, \quad (5)$$

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

В представлениях (4), (5) $\Psi_e(M, M_{n,e}) = \exp(ik_e R_{MM_{n,e}}) / 4\pi R_{MM_{n,e}}$; $\Psi_e(M, M_{l,u}) = \exp(ik_e R_{MM_{l,u}}) / 4\pi R_{MM_{l,u}}$; $\Psi_i(M, M_{n,i}) = \exp(ik_i R_{MM_{n,i}}) / 4\pi R_{MM_{n,i}}$; $k_{e,i} = \omega \sqrt{\varepsilon_{e,i} \mu_{e,i}}$; $R_{MM_{n,e}}$ и $R_{MM_{l,u}}$ — расстояния от точки $M_{n,e}$ на S_e и точки $M_{l,u}$ на оси проводника с номером u до точки наблюдения M в D_e ; $R_{MM_{n,i}}$ — расстояние от точки $M_{n,i}$ на 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 S_e и S_i ; \vec{J}_u ($u=1, 2, \dots, U$) — неизвестные осевые вспомогательные токи. Интегрирование в (4) проводится вдоль осей проводников l_u .

Представления (4), (5) удовлетворяют уравнениям Максвелла (1) и условиям излучения (3). Для удовлетворения граничным условиям (2), необходимо соответствующим образом выбрать значения дипольных моментов $p_{\tau_1}^{n,e}$, $p_{\tau_2}^{n,e}$ и $p_{\tau_1}^{n,i}$, $p_{\tau_2}^{n,i}$ и распределения осевых токов \vec{J}_u . Введем кусочно-постоянную аппроксимацию осевых токов. Разобьем линию l_u каждого тока \vec{J}_u на N_u малых участков, в пределах каждого из которых ток можно считать постоянным. Тогда выражение для $\vec{\Pi}_u$ в (4) примет вид:

$$\vec{\Pi}_u = \sum_{i=1}^{N_u} J_{u,i} \vec{e}_{u,i} \int_{l_{i-1,u}}^{l_{i,u}} \Psi_e(M, M_{l,u}) dl, \quad (6)$$

где $J_{u,i}$ — величина тока на i -м участке проводника с номером u ; $\vec{e}_{u,i}$ — единичный вектор, направление которого совпадает с направлением касательной в средней точке рассматриваемого участка.

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 ($j=1, 2, \dots, L_u$) — точки коллокации на по-

верхности проводников S'_u ; L — число точек коллокации на S , а L_u — число точек коллокации на S'_u . Так как диаметр проводника мал по сравнению с его длиной и длиной волны, то вкладом в рассеянное поле азимутальных составляющих токов на поверхностях тонких проводников 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 $J_{u,i}$ ($u=1, 2, \dots, U$, $i=1, 2, \dots, N_u$) получим следующую систему линейных алгебраических уравнений:

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

$$E_{e,u,l}^j = -E_{0,u,l}^j, \quad u=1, 2, \dots, U, \quad j=1, 2, \dots, L_u,$$

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 точке M_j ; $E_{e,u,l}^j$ и $E_{0,u,l}^j$ — значения составляющих рассеянного и возбуждающего полей вдоль оси проводника с номером u в точках коллокации на его поверхности.

Решение системы (7) определяется путем минимизации функционала:

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

После решения задачи минимизации (определения неизвестных дипольных моментов $p_{\tau_1}^{n,e}$, $p_{\tau_2}^{n,e}$, $p_{\tau_1}^{n,i}$, $p_{\tau_2}^{n,i}$ и элементов тока $J_{u,i}$) необходимые характеристики рассеянного поля определяются из (4).

Контроль точности модели (4), (5) осуществляется путем вычисления относительного значения функционала (8) на сетке точек, промежуточных по отношению к точкам коллокации, выбираемых как на поверхности диэлектрического тела S , так и на поверхностях S'_u всех проводников, входящих в структуру:

$$\Delta = (\Phi' / \Phi_0)^{1/2}, \quad \Phi_0 = \sum_{j=1}^L \{ |\vec{n}^j \times \vec{E}_0^j|^2 + \frac{\mu_e}{\epsilon_e} |\vec{n}^j \times \vec{H}_0^j|^2 \} + \sum_{u=1}^U \sum_{j=1}^{L_u} |E_{0,u,l}^j|^2, \quad (9)$$

где Φ' — значение функционала (8) на указанной выше совокупности точек; Φ_0 — значение соответствующей нормы падающего поля на этой же совокупности точек; L' — число промежуточных точек на поверхности диэлектрического тела; L'_u — число промежуточных точек на поверхности проводника с номером u .

2. Численные результаты. На основании изложенной выше модели создана программа для расчета компонент рассеянного поля и контроля точности полученного решения. Диэлектрическое тело может быть трехосным

эллипсоидом. Максимальное число тонких проводников в структуре, предусмотренное программой, равно 3. Предполагается, что все проводники являются прямолинейными.

Целью исследований является определение влияния присутствия вблизи диэлектрического тела тонких проводников на характер зависимости нормы невязки граничных условий (НГУ) от положения вспомогательных поверхностей.

Исследования были проведены для структур, представленных на рис. 2, 3.

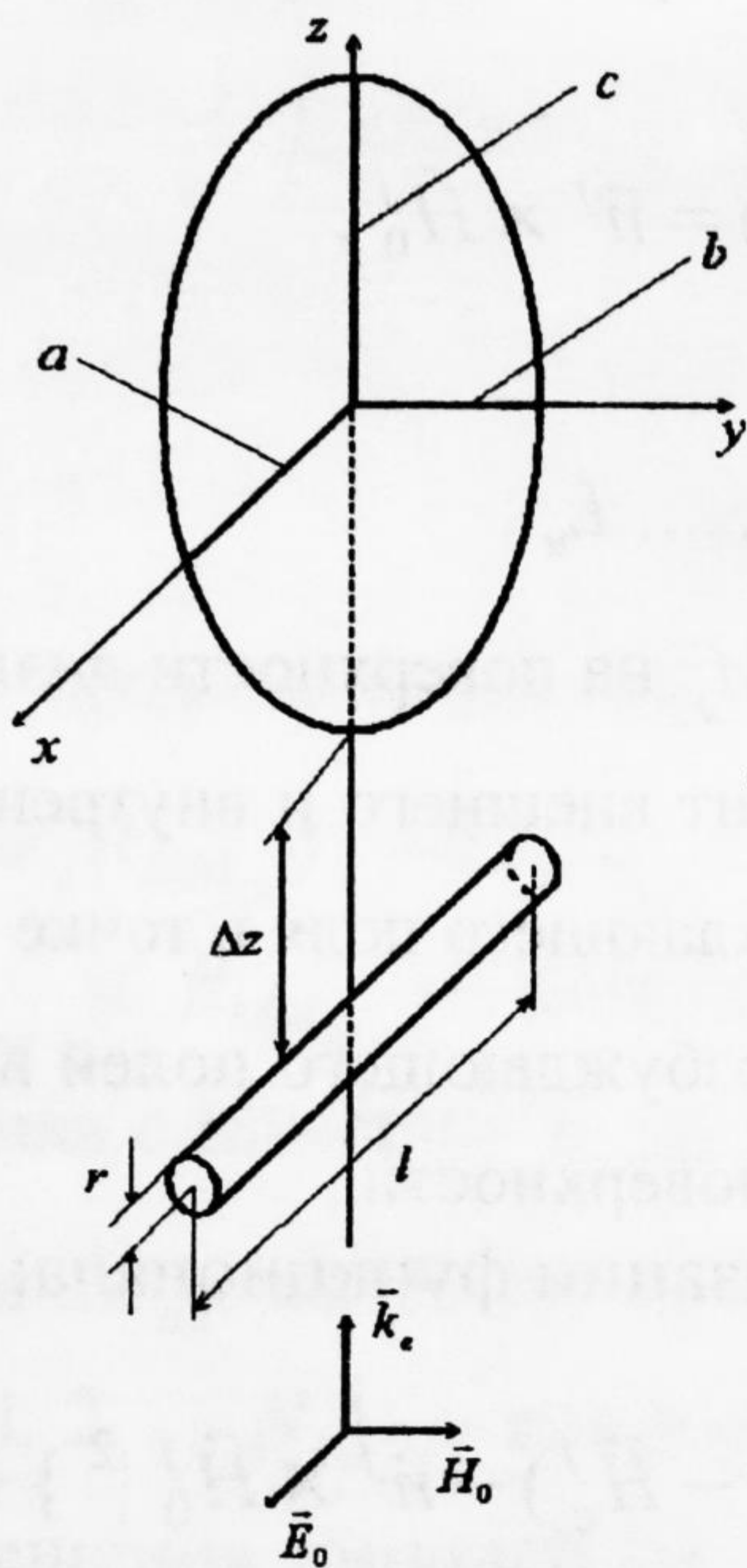


Рис. 2. Структура, состоящая из эллипсоида и тонкого проводника, расположенного на расстоянии Δz со стороны падающей волны

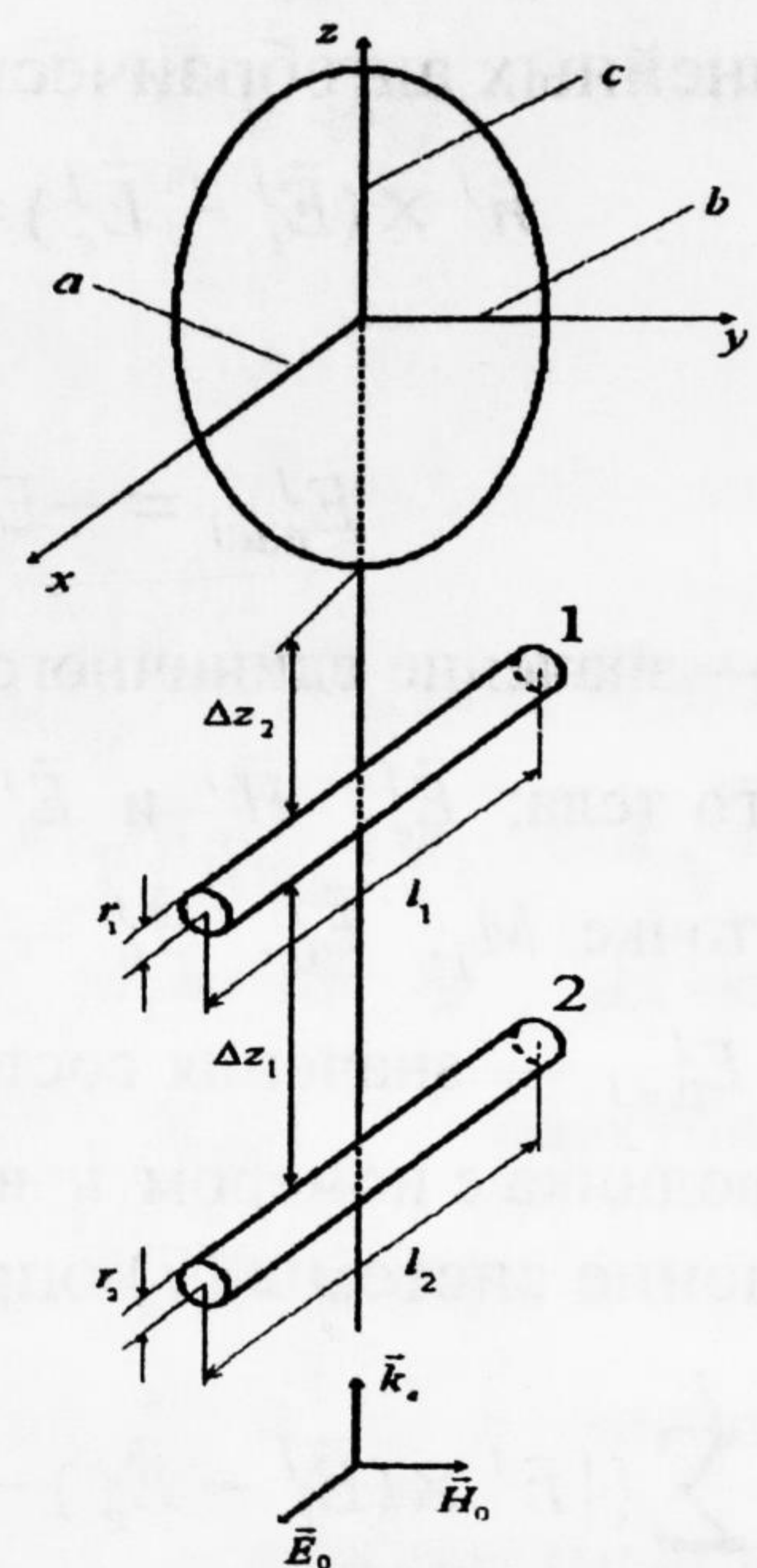


Рис. 3. Структура, состоящая из эллипсоида и двух параллельных тонких проводников, расположенных на расстоянии Δz_2 со стороны падающей волны

Первая структура (рис. 2) состоит из эллипсоида с полуосями a , b , c , одиночного проводника длиной l и радиуса r . Центр декартовой системы координат расположен в центре эллипсоида, полуоси a , b и c ориентированы вдоль осей x , y и z соответственно. Проводник ориентирован вдоль оси x и расположен на расстоянии Δz от эллипсоида симметрично относительно оси z со стороны падения плоской волны, распространяющейся вдоль z ; вектор \vec{E}_0 волны ориентирован вдоль x .

Вторая структура (рис. 3), в отличие от первой, содержит два проводника. Второй проводник так же ориентирован вдоль x и находится на расстоянии Δz_1 от первого проводника. Длины проводников l_1 и l_2 , радиусы проводников r_1 и r_2 . Проводники расположены со стороны падения плоской волны на расстоянии Δz_2 от эллипсоида.

Методика исследований. Фиксировалось значение одного из параметров подобия (K_i или K_e) и для различных значений другого параметра (K_e или K_i) рассчитывались значения НГУ (9). Некоторые из полученных результатов представлены на рис. 4 и 5. Они относятся к описанным выше структурам, в которых эллипсоид характеризуется геометрическими параметрами

$k_e a = k_e b = 3$, $k_e c = 4$. Относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_i/\varepsilon_e$ эллипсоида равна 8; относительная магнитная проницаемость μ_i/μ_e равна 1. Длины и радиусы проводников для всех структур выбраны одинаковыми: $l=l_1=l_2=0,9\lambda$, $r=r_1=r_2=0,02\lambda$. Для структур с одним проводником расстояние Δz между проводником и эллипсоидом выбрано равным $0,1\lambda$.

Параметры метода. Число точек размещения вспомогательных диполей на внутренней и внешней вспомогательных поверхностях выбрано одинаковым: $N_e=N_i=484$ ($N_\phi=22, N_\theta=22$); число точек коллокации L на поверхности диэлектрического тела выбрано равным 968 ($L_\phi=44, L_\theta=22$). Число участков разбиения осевого тока N_u для всех проводников одинаково и равно 35; число точек коллокации L_u на каждом проводнике равно 140.

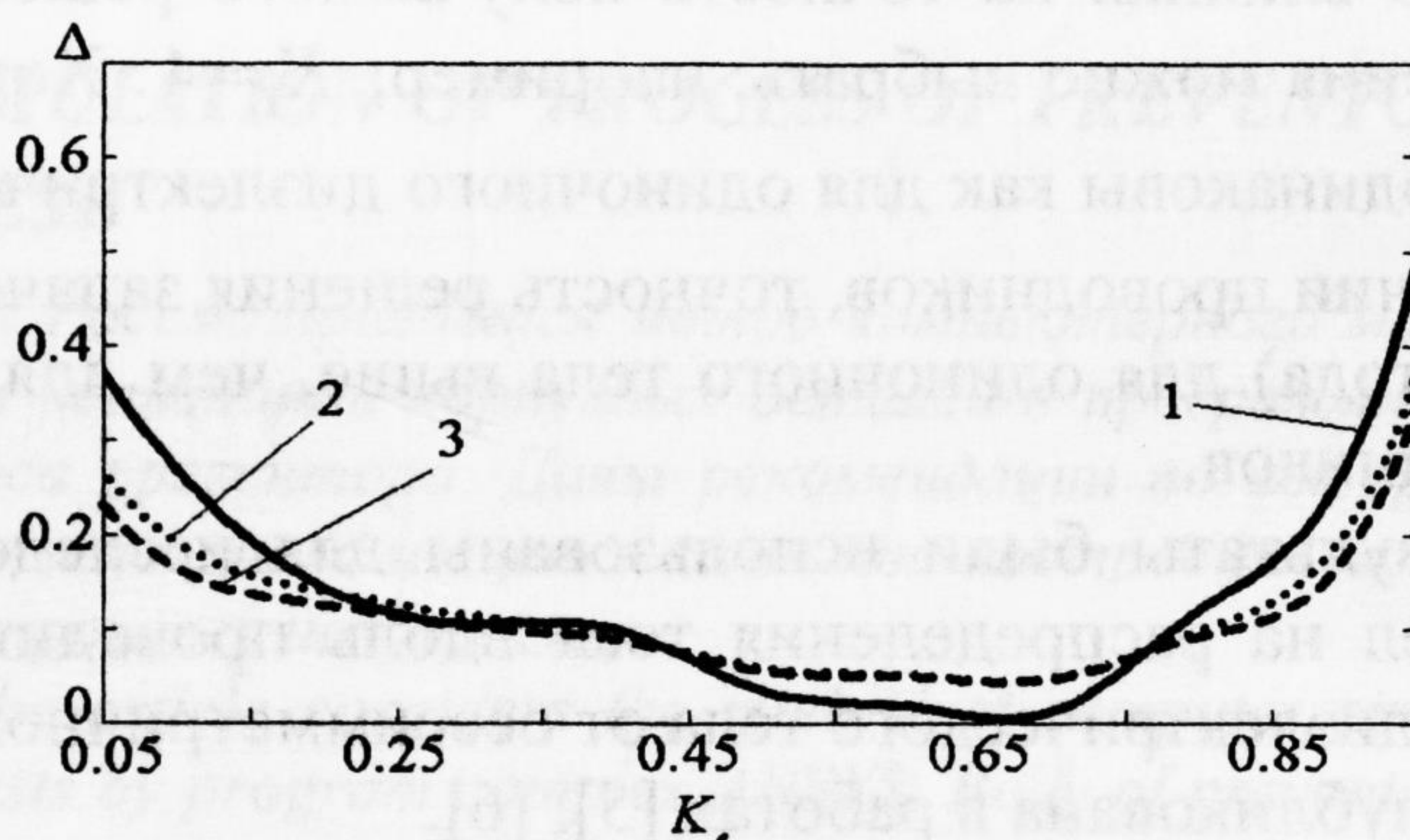


Рис. 4. Зависимость нормы НГУ от положения внутренней вспомогательной поверхности S_e для одиночного эллипсоида и такого же эллипсоида с проводниками.

- 1 — одиночный эллипсоид; 2 — эллипсоид и один проводник ($\Delta z=0,1\lambda$);
3 — эллипсоид и два проводника ($\Delta z_1=0,1\lambda$, $\Delta z_2=0,1\lambda$)

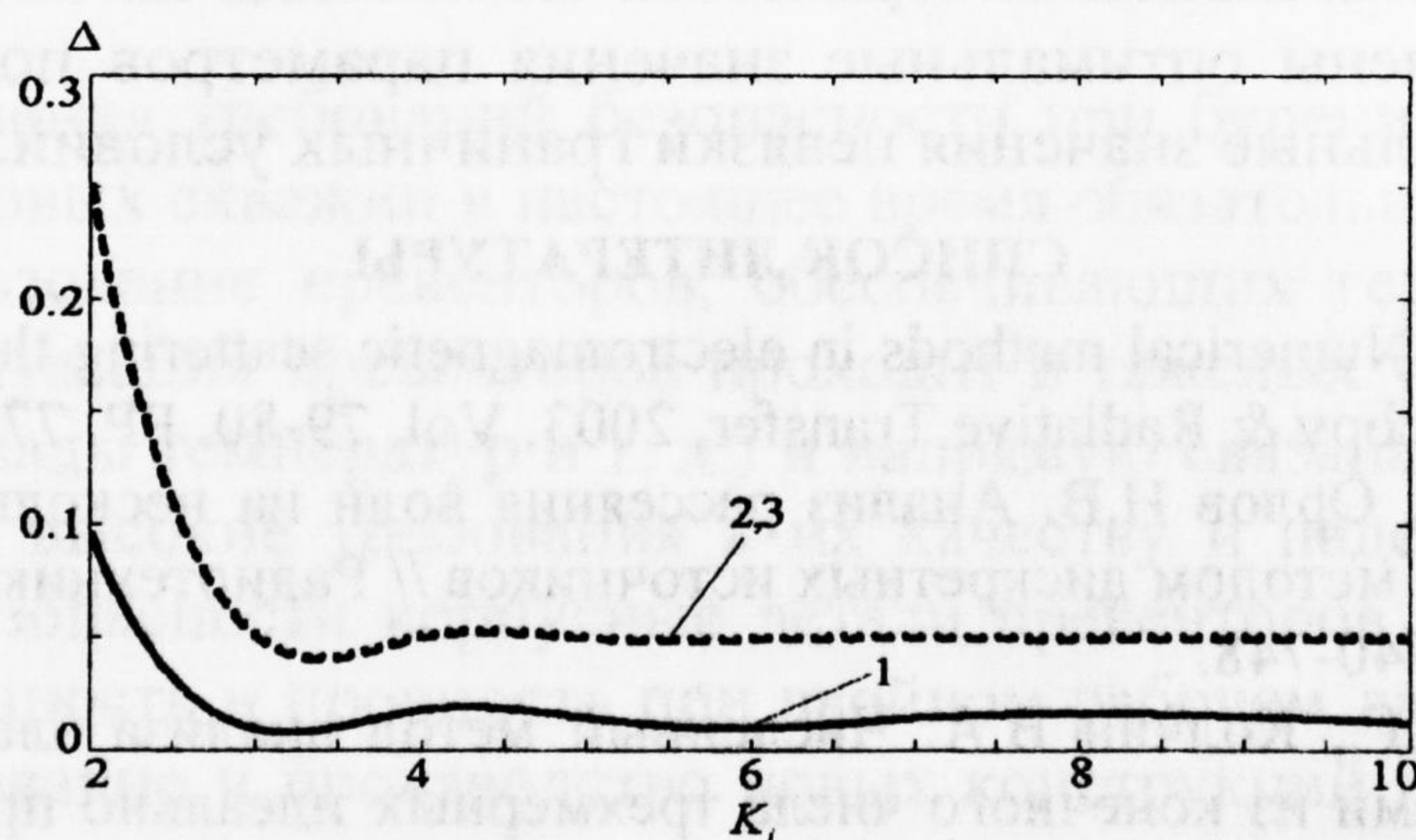


Рис. 5. Зависимость нормы НГУ от положения внешней вспомогательной поверхности S_i для одиночного эллипсоида и такого же эллипсоида с проводниками.

- 1 — одиночный эллипсоид; 2 — эллипсоид и один проводник ($\Delta z=0,1\lambda$);
3 — эллипсоид и два проводника ($\Delta z_1=0,1\lambda$, $\Delta z_2=0,1\lambda$)

На рис. 4 представлена зависимость нормы НГУ от значения параметра подобия K_e , характеризующего положение внутренней вспомогательной поверхности S_e , при фиксированном значении параметра подобия K_i , равном 4. На рис. 5 показана зависимость нормы НГУ от значения параметра подобия K_i , характеризующего положение внешней вспомогательной поверхности

S_i , при фиксированном значении параметра подобия K_e , равном 0,6. Кривые 1 на этих рисунках относятся к одиночному эллипсоиду, кривые 2 — к структуре, состоящей из эллипсоида и проводника, а кривые 3 — к структуре, состоящей из эллипсоида и двух проводников.

Представленные на рис. 4, 5 результаты позволяют сделать следующие выводы.

Наличие тонких проводников вблизи диэлектрического тела оказывает несущественное влияние на характер зависимости нормы НГУ от положения вспомогательных поверхностей. Оптимальные значения параметров подобия, обеспечивающие минимальные значения НГУ, при наличии тонких проводников такие же, как и для одиночного рассеивателя. Для K_e они лежат в интервале $0,5 < K_e < 0,7$. Значение параметра подобия K_i , большие 3, не оказывают существенного влияния на точность получаемого решения. В качестве оптимального значения можно выбрать, например, $K_i = 4$. Хотя оптимальные значения K_e и K_i одинаковы как для одиночного диэлектрического тела, так и для тела при наличии проводников, точность решения задачи (при одинаковых параметрах метода) для одиночного тела выше, чем для такого же тела при наличии проводников.

Полученные результаты были использованы для исследования влияния диэлектрических тел на распределения тока вдоль проводников и влияния отклонения формы диэлектрического тела от осесимметричной. Часть из этих результатов была опубликована в работах [5], [6].

На основе метода вспомогательных источников построен численный алгоритм для решения задачи электромагнитного рассеяния на структурах, составленных из трехмерного диэлектрического тела при наличии вблизи него тонких проводников конечной длины. Исследовано влияние взаимного расположения вспомогательных поверхностей эллипсоида на точность моделирования. Установлены оптимальные значения параметров подобия, обеспечивающие минимальные значения невязки граничных условий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kahnert, F.M. Numerical methods in electromagnetic scattering theory // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2003. Vol. 79-80. PP. 775-824.
2. Еремин Ю.А., Орлов Н.В. Анализ рассеяния волн на нескольких магнитодиэлектрических телах методом дискретных источников // Радиотехника и электроника, Т. 39. 1994. № 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. Т. 46. 2001. № 3. С. 277-282.
4. Дмитренко А.Г., Колчин В.А. Численный метод исследования электромагнитного рассеяния структурами, содержащими тонкие проводники // Радиотехника и электроника. Т. 48. 2003. № 5. С. 545-551.
5. Дмитренко А. Г., Келлер Ю. А. Исследование влияния диэлектрических тел на распределения тока вдоль проводников // Электронные средства и системы управления. Опыт инновационного развития: Тр. IV МНПК. Ч. 1. Томск, 2007. С. 180-182.
6. Келлер Ю.А. Об одном численном методе решения задачи рассеяния электромагнитной волны на диэлектрическом теле в присутствии тонких проводников // Наука. Технологии. Инновации: Тр. Всерос. науч. конф. молодых ученых. Ч. 1. Новосибирск, 2007. С. 126-127.