

УДК 538.574

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТЕЛАХ МЕТОДОМ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Ю. А. Еремин, А. Г. Свешников

Рассматривается задача дифракции произвольного электромагнитного поля на диэлектрическом теле вращения. На основе метода неортогональных рядов, с использованием в качестве базисной системы мультипольных источников, удается построить компактную схему численного алгоритма. Приводятся результаты, характеризующие эффективность развитой методики.

Решение задач дифракции на однородных диэлектрических телах вращения уже много лет привлекает внимание исследователей. С каждым годом интерес к подобным задачам становится все шире в связи с проникновением методов математического моделирования в нетрадиционные области, такие, как медицина и биология, где исследуется реакция организмов на электромагнитное излучение, охрана окружающей среды при исследовании аэрозольных выбросов в атмосферу и т. п. Постановка задачи давно уже стала классической, однако вопрос о разработке эффективных алгоритмов ее исследования до сих пор не потерял своей актуальности. В настоящее время известно несколько подходов к исследованию стационарных задач дифракции на диэлектрических телах вращения [1–3], однако строгие результаты для рассеивателей произвольной формы в настоящее время получены лишь для некоторых конкретных задач [1]. При этом реализация метода поверхностных интегральных уравнений [1] оказывается достаточно емкой по затратам ресурсов ЭВМ. В работах [4, 5] был предложен, реализован и обоснован численный алгоритм исследования задач дифракции на диэлектрических телах вращения для специального типа внешнего возбуждения — плоской волны, распространяющейся вдоль оси вращения, или электромагнитных диполей, расположенных на оси тела вращения. Полученная программная реализация оказалась в 10–15 раз эффективней по затратам времени ЭВМ, чем реализация метода интегральных уравнений [5]. В настоящей работе с привлечением основных идей статьи [5] реализован и обоснован метод исследования задач дифракции на диэлектрических телах вращения при произвольном возбуждении, например, плоской электромагнитной волной, распространяющейся под любым углом к оси вращения. Приводятся результаты численного эксперимента, характеризующие возможности алгоритма.

1. Постановка задачи и формулировка алгоритма. Будем рассматривать стационарную задачу дифракции (зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$) электромагнитного поля $\{E^0, H^0\}$ на диэлектрическом теле вращения (область D_i с характеристиками ϵ_i, μ_i), расположенном в свободном пространстве (область D_e с характеристиками ϵ_e, μ_e). Математическая постановка задачи имеет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E}_e &= i\omega \mu_e \mathbf{H}_e, & \operatorname{rot} \mathbf{E}_i &= i\omega \mu_i \mathbf{H}_i \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}_e &= -i\omega \epsilon_e \mathbf{E}_e|_{D_e}, & \operatorname{rot} \mathbf{H}_i &= -i\omega \epsilon_i \mathbf{E}_i|_{D_i}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\left[\mathbf{n}, \frac{\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_e}{\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_e} \right] = \left[\mathbf{n}, \frac{\mathbf{E}^0}{\mathbf{H}^0} \right] \Big|_S,$$

рассеянное поле $\{\mathbf{E}_e, \mathbf{H}_e\}$ удовлетворяет условиям излучения на бесконечности.

Предположим, что характеристики среды ϵ_i, μ_i постоянны в D_i и $\operatorname{Im} \epsilon_i \geq 0, \operatorname{Im} \mu_i \geq 0$, кроме того, граница тела $S \in A^{(1, v)}$. Тогда при условии гладкости поля $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ задача (1) имеет единственное классическое решение. В случае дифракции линейно поляризованной плоской волны, распространяющейся вдоль оси симметрии, приближенное решение для рассеянного поля представлялось в виде линейной комбинации электрических и магнитных диполей, расположенных на оси вращения строго внутри D_i [4]. В случае произвольного возбуждения $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ такого представления уже будет недостаточно для построения приближенного решения. В этом случае ряд Фурье поля $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ по азимутальному углу φ содержит, вообще говоря, все гармоники $\exp(i m \varphi)$, в то время как приближенное решение [4] имеет по φ зависимость вида $\sin \varphi$ или $\cos \varphi$. Попытки же располагать источники вторичного поля — диполи — не на оси вращения, а на вспомогательной поверхности вращения Σ , расположенной внутри D_i , используя методику [6], не позволили получить устойчивые результаты даже для случая сферического рассеивателя.

Будем строить приближенное решение задачи (1) на основе полей мультипольных источников, расположенных на оси вращения тела внутри области D_i или в соответствующей области комплексной плоскости [7]. Под мультипольными источниками (электрическими или магнитными) мы будем понимать поля вида

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \Pi_{m,n}^{e,i}, \quad \operatorname{rot} \Pi_{m,n}^{e,i}, \quad \Pi_{m,n}^{e,i} = Y_{m,n}^{e,i}(M) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi} \mathbf{e}_l, \quad (2)$$

где

$$Y_{m,n}^{e,i} = h_m^{(1)}(k_e R_{Mz_n}) P_m^m(\cos \theta_n), \quad Y_{m,n}^{e,i} = j_m(k_l R_{Mz_n}) P_m^m(\cos \theta_n),$$

$$k_{e,i}^2 = \omega^2 \epsilon_{e,i} \mu_{e,i},$$

θ_n — угол в сферической системе координат, под которым видна точка M из начала координат в точке $z_n, P_m^m(\cos \theta) = (2m-1)!! \sin^m \theta, \sin \theta_n = \rho / R_{Mz_n}, \mathbf{e}_l, l = 1, 2, 3$ — базис декартовых компонент $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z\}$, $M = (\rho, z)$ — точка в полуплоскости $\varphi = \text{const}$ цилиндрической системы координат. Мультипольные источники вида (2) удовлетворяют системе уравнений Максвелла с условиями на бесконечности в силу выбора $\Pi_{m,n}^{e,i}$. Чтобы написать представление для приближенного решения, необходимо убедиться в возможности приближения с желаемой точностью скачка тангенциальных компонент произвольного вектора $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ на S конечной линейной комбинацией полей мультиполей вида (2). Используя основные идеи работы [5], можно доказать следующую теорему.

Теорема. Пусть l_s — образующая односвязной поверхности вращения $S \in A^{(1, v)}$, $z^{1, 2}$ — точки пересечения l_s с осью $Oz, \{z_n\}_{n=1}^{\infty} \subset (z^1, z^2)$ и $\lim_{n \rightarrow \infty} z_n = z_0 \in (z^1, z^2)$, пусть также $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\} \in L_2(S)$, тогда системой электрических (магнитных) мультиполей ($m = 0, 1, 2, \dots; n = 1, 2, \dots$)

можно приблизить скачок тангенциальных компонент векторов $\{n, \{E^0, H^0\}\}$ на поверхности S в норме пространства L_2^* .

Для определенности будем в дальнейшем полагать, что поле $\{E^0, H^0\}$ представляет собой линейно поляризованную волну, вектор E^0 которой лежит в плоскости $\varphi = 0$, распространяющейся под углом $\pi + \gamma$ к оси Oz . Тогда

$$E^0 = (\cos \gamma e_x - \sin \gamma e_z) \exp[-ik_e(\rho \cos \varphi \sin \gamma + z \cos \gamma)], \quad (3)$$

$$H^0 = -e_y \exp[-ik_e(\rho \cos \varphi \sin \gamma + z \cos \gamma)].$$

Поскольку имеется определенная свобода в выборе типа мультипольных источников (электрических или магнитных), мы будем строить приближенное решение таким образом, чтобы оно при $\gamma = 0$ ($m = 0$) автоматически переходило в представление [4]. Тогда, с учетом выбора поляризации внешнего возбуждения (3), имеем

$$\begin{aligned} E_N^{e,i} &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^N \left\{ p_{m,n}^{e,i} - \frac{\text{rot rot}}{i\omega e_{e,i} \text{rot}} \left[Y_{m,n}^{e,i} \cos m\varphi e_x \right] + q_{m,n}^{e,i} \times \right. \\ &\quad \times \left. \frac{i\omega \mu_{e,i} \text{rot}}{\text{rot rot}} \left[Y_{m,n}^{e,i} \cos m\varphi e_y \right] + \sum_{n=1}^N r_n^{e,i} - \frac{\text{rot rot}}{i\omega e_{e,i} \text{rot}} \left[Y_{m,n}^{e,i} e_z \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Представление для приближенного решения (4) удовлетворяет системе уравнений Максвелла в соответствующих областях $D_{e,i}$ и условию излучения на бесконечности. Зависимость от φ выбрана таким образом, чтобы поведение тангенциальных компонент $\{E_N^{e,i}, H_N^{e,i}\}$ по углу φ согласовалось с поведением соответствующих компонент $\{E^0, H^0\}$. Для определения неизвестных коэффициентов разложения $\{p_{m,n}^{e,i}; q_{m,n}^{e,i}; r_n^{e,i}\}$ достаточно удовлетворить условиям сопряжения на поверхности S . В зависимости от аппроксимации интегральной нормы в $L_2^*(S)$ могут быть получены различные системы линейных уравнений. Одной из возможных систем является система вида

$$\left[\begin{array}{c} n, E'_N - E_N^e \\ H'_N - H_N^e \end{array} \right] \Big|_{M_k \in S} = \left[\begin{array}{c} n, E^0 \\ H^0 \end{array} \right] \Big|_{M_k \in S}. \quad (5)$$

Подобная система может быть получена из поточечного удовлетворения граничного условия в точках $\{M_k\}_{k=1}^N \in l_S$. Представление для приближенного решения в виде суммы по тригонометрическим функциям $\sin m\varphi$ и $\cos m\varphi$ дает возможность перейти к решению линейных систем, полученных из (5), разделением по отдельным гармоникам. Для этого достаточно заменить в правой части (3) $\exp(-ik_e \rho \cos \varphi \sin \gamma)$ отрезком ряда по $\cos m\varphi$, т. е.

$$e^{-ik_e \rho \cos \varphi} \Rightarrow \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{0m}) (-i)^m J_m(k_e \rho) \cos m\varphi. \quad (6)$$

Как известно, сходимость ряда вида (6) определяется значением $k_e a$, где $a = \max \rho$. В силу последнего обстоятельства метод оказывается наиболее эффективным при исследовании вытянутых тел дифракции, т. е. когда выполнено условие $|z^1 - z^2| > a$. При этом M — число гармо-

ник по углу φ — должно определяться значением a и не зависеть от $|z^1 - z^2|$. Подставляя (6) в (3) и вводя сокращенные матричные обозначения, запишем систему (5) в следующем виде:

$$\begin{aligned} Cr + \sum_{m=0}^M [B_m^- p_m \operatorname{tr}(m+1)\varphi + B_m^+ p_m \operatorname{tr}(m-1)\varphi] = \\ = \sum_{m=0}^M [Q_m^- \operatorname{tr}(m+1)\varphi + Q_m^+ \operatorname{tr}(m-1)\varphi + R_m \operatorname{tr} m\varphi]. \end{aligned} \quad (7)$$

Строки матриц B_m^\pm и C представляют собой касательные компоненты полей мультиполей, векторы Q_m^\pm и R_m — соответствующие компоненты поля плоской волны, так что векторная система (7) эквивалентна четырем скалярным уравнениям и обозначение tr в (7) означает одну из функций \sin или \cos в зависимости от рассматриваемой компоненты поля. Используя ортогональность тригонометрических функций для неизвестных коэффициентов разложения $p_m = \{p_{m,n}^{e,l}; q_{m,n}^{e,l}\}_{n=1}^N$, получим рекуррентную последовательность систем уравнений:

$$\begin{aligned} B_M^- p_M = Q_M^-, \quad B_{M-1}^- p_{M-1} = Q_{M-1} + R_M, \\ B_m^- p_m = -B_{m+2}^+ p_{m+2} + Q_m^- + R_{m+1} + Q_{m+3}^+, \\ m = M-2, M-3, \dots, 1, \\ 2B_0^- p_0 = -B_2^+ p_2 + 2Q_0 + R_1 + Q_2^+. \end{aligned} \quad (8)$$

Определение неизвестных коэффициентов разложения производится рекурсией сверху, начиная с $m=M$. Наличие матрицы B_m^\pm и пересчет правой части в (8) объясняется выбором на оси Oz базиса декартовых компонент $\{e_x, e_y, e_z\}$. Подобная ситуация является своего рода «платой» за расположение вторичных источников на оси вращения. Для определения неизвестного вектора $r = \{r_n^{e,l}\}_{n=1}^N$ имеем линейную систему вида

$$Cr = \delta(-B_1^+ p_1 + Q_1 + R_0). \quad (9)$$

В отличие от систем (8), размерность матриц в которых $4N_1 \times 4N$, система (9) имеет размерность $2N_1 + 2N$, при этом матрица δ такова, что оставляет лишь те компоненты векторов, которые соответствуют компонентам полей E_r и H_φ .

Как и раньше [4, 5], вопрос о точности полученного приближенного решения (4) решается посредством вычисления невязки поля на поверхности тела S в сеточной норме \hat{L}_2 :

$$\left\| \begin{bmatrix} n, & E_N^l - E_N^e - E^0 \\ & H_N^l - H_N^e - H_0 \end{bmatrix} \right\|_{\hat{L}_2(S)}. \quad (10)$$

При вычислении (10) в качестве компонент поля $\{E^0, H^0\}$ берутся поля в виде (3), не разложенные в ряд Фурье (6). Тем самым, вычисляя значение (10), одновременно удается оценить и то, достаточно ли взято число гармоник M для аппроксимации полей $\{E^0, H^0\}$ рядом Фурье.

В основных чертах опишем область применимости развитой методики. В первую очередь, это тела вращения, образующая которых

обладает плавно меняющейся кривизной, а возбуждение осуществляется источниками, расположенными на значительном удалении от тела. Основным моментом при реализации данной методики является алгоритм выбора положений источников z_n , который состоит в следующем. На l_s выбираются точки M_k , в которых производится удовлетворение граничному условию; строятся прямые, нормальные к l_s в точках M_k ; определяются точки пересечения нормалей с осью $Oz - \{z_k\}_{k=1}^{N_1}$. Если центры кривизны l_s и соответствующие им точки сгущения множества пересечений нормальных линий расположены вблизи оси или вне D_i , то z_n выбираются из точек множества $\{\bar{z}_k\}$, попадающих внутрь $[z^1, z^2]$. Например, в случае вытянутых тел вида сфера-цилиндр, сфера-конус, вытянутого сфероида и других не возникает проблемы с выбором z_n , ибо все $\{\bar{z}_k\}_{k=1}^{N_1} \subset (z^1, z^2)$. Если же мы имеем дело со сплюснутыми телами, такими, как сфера-диск или сплюснутый сфероид, в которых центры кривизны значительно удалены от оси и очень немногие точки $\{\bar{z}_k\}_{k=1}^{N_1}$ расположены внутри $[z^1, z^2]$, то необходимо использовать регуляризацию линейной системы (5) посредством перехода по z_n в комплексную плоскость W [7]. При этом в формулах (2) для мультипольных источников значение R_{Mz_n} должно быть заменено на R_{Mw} — соответствующим образом выбранную ветвь корня из выражения

$$R_{Mw}^2 = \rho^2 + (z - w)^2, \quad w = w_1 + iw_2.$$

Как показано в [7], областью аналитичности функции R_{Mw} является область D_w , симметричная относительно оси $w_2 = 0$ (ось Oz) граница которой совпадает с l_s . Тогда в случае сплюснутых рассеивателей или тел, имеющих скругленные кромки, выбор положений источников $w_n \in D_w$ производится вблизи точек w_q , которые являются изображениями центров кривизны M_q , расположенных в физическом пространстве, $w_q: R_{Mq w_q} = 0$. Например, в случае сферы-диска с плоскостью симметрии $z=0$ точки w_n располагаются на мнимой оси w_2 [7].

2. Численные результаты. Основное преимущество развитой методики, как и в случае специального вида внешнего возбуждения [4], достигается за счет использования системы функций $Y_{m,n}^{e,i}$, которые выражаются через элементарные функции, в силу чего не возникает сложностей при их алгоритмизации в отличие от S_m -функций, используемых в выражениях для ядер интегральных уравнений [1], которые вычисляются в виде двойных функциональных рядов. Кроме этого развитая методика позволяет получать линейную систему (5) меньшей размерности, чем в методе интегральных уравнений, за счет выбора значения $N < N_1$.

Основной интерес в нашем исследовании будет представлять диаграмма направленности рассеянного поля E_N^e , компоненты которой с точностью до постоянного множителя имеют вид

$$\begin{aligned} F_\theta^E = k_e \sum_{m=0}^M (-i)^{m+1} \sin^m \theta \cos m\varphi \sum_{n=1}^N (\cos \theta p_{m,n}^e + q_{m,n}^e) \times \\ \times \exp(-ik_e z_n \cos \theta) \cos \varphi + ik_e \sin \theta \sum_{n=1}^N r_n^e \exp(-ik_e z_n \cos \theta), \end{aligned} \quad (11)$$

$$F_\varphi^E = -k_e \sum_{m=0}^M (-i)^{m+1} \sin^m \theta \cos m\varphi \sum_{n=1}^N (p_{m,n}^e + \cos \theta q_{m,n}^e) \times$$

$$\times \exp(-ik_e z_n \cos \theta) \sin \varphi.$$

В (11) полагалось, что $\epsilon_e = \mu_e = 1$, $k_e = \omega$ и опущен множитель $(2m-1)!!$ у присоединенного полинома Лежандра $P_m^m(\cos \theta_n)$. Из (11) ясно, что при заданной поляризации поля $\{E^0, H^0\}$ диаграмма направленности поля E_N^e имеет в E -плоскости ($\varphi=0$) отличную от нуля компоненту F_θ^E , а в H -плоскости ($\varphi=\pi/2$) отлична от нуля компонента F_θ^H . Настоящий алгоритм был реализован в виде программы на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6. Отладка и тестирование программы производились посредством стандартных программ [8], разработанных на основе метода [4, 5].

Для иллюстрации развитой методики рассматривалась задача дифракции плоской волны на диэлектрической сфере-конусе с радиусом сферического основания, равным a , углом раствора $\alpha=14^\circ$ и радиусом скругления вершины $R=0,5a$. Геометрия рассеивателя такова, что отношение продольного размера к поперечному составляет 2,8:1, а при значении $\omega a=2$ длина образующей сферы-конуса в длинах волн свободного пространства чуть больше 2λ .

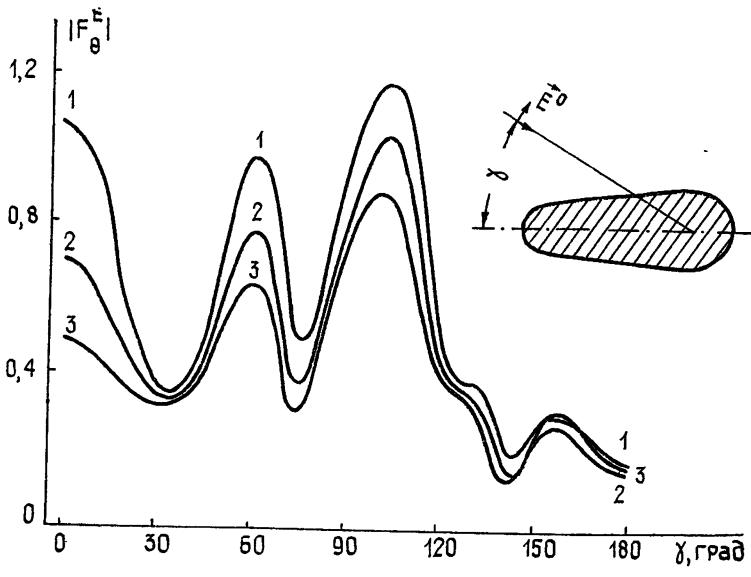


Рис. 1.

На рис. 1 приведены значения $|F_\theta^E|$ в E -плоскости в обратном направлении при всевозможных углах падения плоской волны $\gamma \in \{0^\circ, 180^\circ\}$, при различных значениях мнимой части ϵ_i . Кривая 1 соответствует значению $\epsilon_i = 3,5 + 0,07i$, кривая 2 — $\epsilon_i = 3,5 + 0,175i$ и кривая 3 — $\epsilon_i = 3,5 + 0,28i$. Значительное уменьшение обратного рассеяния при $\gamma=0^\circ$ в точности соответствует результатам [4]. Общее снижение уровня обратного рассеяния при увеличении поглощения объясняется снижением вклада поверхностных волн в обратное рассеяние. При проведении расчетов учитывалось пять гармоник ряда Фурье по углу φ (от нулевой до четвертой), причем дальнейшее увеличение числа гармоник для $\omega a=2$ не приводило к заметному изменению результата. В табл. 1 для случая $\epsilon_i = 3,5 + 0,07i$ приведены значения норм в l_2 коэффициентов разложения рассеянного поля по гармоникам, нормированные на значение нормы гармоники с $m=0$. Результаты показывают характерное убывание норм при увеличении номера гармоники и то, что основной вклад в рассеяние в волновой зоне в данном случае вно-

сят нулевая, первая и вторая гармоники. Один вариант задачи для 37 углов падения γ (с шагом в 5°) на БЭСМ-6 считался 35 минут. При этом через пять шагов по углу производилось вычисление невязки в сеточной норме $L_2(S)$, которая во всех случаях не превышала 5% по отношению к соответствующей норме возбуждающего поля [7]. Вычисление невязки занимало достаточно много времени и без контроля точности расчет одного варианта задачи занимал около 20 минут.

Таблица 1

Угол	Номер гармоники				
	0	1	2	3	4
0	0	1	0	0	0
12°	$2,3 \cdot 10^{-1}$	1	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$9,3 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-6}$
24°	$5,3 \cdot 10^{-1}$	1	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-5}$
36°	$7,6 \cdot 10^{-1}$	1	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
48°	$5,7 \cdot 10^{-1}$	1	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$
60°	$5,2 \cdot 10^{-1}$	1	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$
72°	$5,9 \cdot 10^{-1}$	1	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
84°	$6,1 \cdot 10^{-1}$	1	$6,9 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$
96°	$2,5 \cdot 10^{-1}$	1	$5,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
108°	$3,6 \cdot 10^{-1}$	1	$6,4 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
120°	$4,3 \cdot 10^{-1}$	1	$4,7 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
132°	$3,9 \cdot 10^{-1}$	1	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$
144°	$3,3 \cdot 10^{-1}$	1	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$
156°	$2,3 \cdot 10^{-1}$	1	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$8,9 \cdot 10^{-5}$
168°	$1,0 \cdot 10^{-1}$	1	$9,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$
180°	0	1	0	0	0

В заключение отметим, что общность подхода позволяет аналогично [5] распространить развитую методику на исследование нескольких рассеивателей, локально-неоднородных тел и диэлектрических оболочек.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. В кн.: Сборник научно-математических статей по прикладной электродинамике. — М.: Высшая школа, 1983, вып. 5, с. 15.
- 2 Куликов С. П., Самохин А. Б. В кн.: Прикладные вопросы электродинамики. — М.: МЭИ, 1981, вып. 553, с. 24.
- 3 Численные методы теории дифракции: Перевод с англ. / Под ред. В. А. Боровикова, — М.: Мир, 1982, с. 164.
- 4 Свешников А. Г., Еремин Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 5, с. 580.
- 5 Свешников А. Г., Еремин Ю. А., Орлов Н. В. — Вестник МГУ. Вычислительная математика и кибернетика, 1983, № 3, с. 13.
- 6 Еремин Ю. А., Ильинский А. С., Свешников А. Г. — ДАН СССР, 1979, 247, № 6, с. 1351.
- 7 Еремин Ю. А. — ДАН СССР, 1983, 270, № 4, с. 864.
- 8 Библиотека прикладных программ по электродинамике. Методическое пособие. / Под ред. Ю. А. Еремина — М.: Гос. ун-т, 1983, с. 24.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
28 февраля 1984 г.

INVESTIGATION OF THE PROBLEM OF DIFFRACTION BY DIELECTRIC BODIES BY MULTIPOLE SOURCE METHOD

Yu. A. Eremin, A. G. Sveshnikov

The problem of electromagnetism field diffraction by the dielectric body of revolution is investigated. The compact numerical algorithm scheme using the method of nonorthogonal series with the basic system of multipole sources was realized. Results characterizing the efficiency of method developed are given.