

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
БЕЛОВСКИЙ ИНСТИТУТ (ФИЛИАЛ)
ГОСУДАРСТВЕННОГО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«КЕМЕРОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ

СБОРНИК ТРУДОВ СТУДЕНТОВ И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

БЕЛОВО 2009

ББК 94
Н 34
УДК 001:37(063)

Печатается по решению редакционно-издательского совета КемГУ.

Редколлегия: д.п.н. Е.Е. Адакин (отв. ред.)
к.б.н. Л.И. Законнова (отв. секретарь)
к.пс.н. Д.Н. Долганов

Н-34 Наука и образование: Сборник трудов студентов и молодых ученых: В 2 ч. / Беловский институт (филиал) государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Кемеровский государственный университет». – Белово: Беловский полиграфист, 2009. – Ч. 2. – 324 с.
ISBN 5-8353-0825-6

Сборник содержит статьи молодых учёных, преподавателей вузов, школьных учителей, студентов. В них отражены результаты новейших разработок в области психологии, педагогики, математики, экологии и валеологии. Рекомендуется студентам, преподавателям, учителям для использования в научных и учебных целях.

ББК 94
ISBN 5-8353-0825-6

Тексты статей приведены в авторской редакции

- © Беловский институт (филиал) государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Кемеровский государственный университет», 2009
- © Коллектив авторов, 2009

$\alpha = 0.5$, $\pi_\lambda = 1$, $\pi_\rho = 1$, $h_* = 0.1$; на указанных графиках шаг выдачи $\tau = 5$. Из анализа графиков следует, что данное теплозащитное покрытие работоспособно по крайней мере до значения безразмерной величины $\tau = 100$.

Расчеты показали, что при увеличении параметров π_λ скорость плавления возрастает, а при росте π_a и π_ρ происходит снижение скорости плавления и толщины слоя расплава.

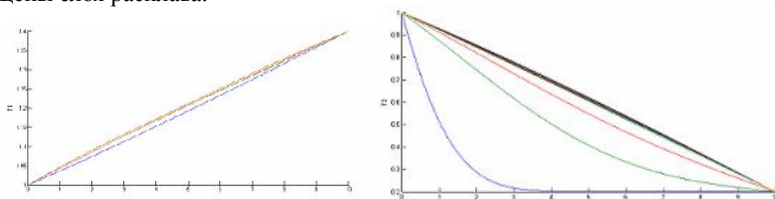


Рис. 1. Рис.2.

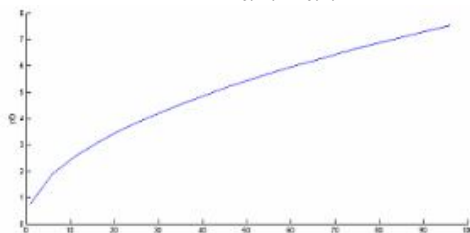


Рис.3

Литература

1. Есина З.Н. Прогнозирование термодинамических свойств силикатных расплавов/Есина З.Н., Захаров Ю.Н., Карташов В.Я., Корчуганова М.Р.//Доклады X Международной научной конференции «Физико-химические процессы в неорганических материалах», Т.2, г. Кемерово, 2007.
2. Лыков А.В. Теория теплопроводности/Лыков А.В.//ГИТТЛ, М., 1952.
3. Карташов Э.М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел/Карташев Э.М.//Высшая школа, 1985.
4. Ануфриев И. Е. Самоучитель Matlab 5.3/6.x.- С-П: БХВ-Петербург, 2002.

УДК 537.874.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТОЧНОСТИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ТЕЛЕ И ПРОВОДНИКАХ ОТ ИХ ДЛИН

Келлер Ю.А.

Томский государственный университет
Научный руководитель – А.Г. Дмитренко

Одной из задач, имеющих важное прикладное значение, является изучение рассеяния электромагнитных волн в резонансной частотной области на трехмерном

магнитодиэлектрическом теле при наличии вблизи него тонких проводников конечной длины. Если расстояние между магнитодиэлектрическим телом и проводниками меньше или сравнимо с длиной волны, то для решения поставленной задачи наиболее предпочтительным является метод интегральных уравнений [1]. 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 решения задач электромагнитного рассеяния на системах взаимодействующих тел начали использовать метод вспомогательных источников [2].

В данной статье сформулирован метод вспомогательных источников для численного решения задачи электромагнитного рассеяния на структуре, состоящей из объемного диэлектрического тела и расположенных вблизи него тонких проводников конечной длины, приведены некоторые результаты численных расчетов, характеризующих зависимость нормы невязки граничных условий от длины проводника. Результаты исследования характеристик сечений рассеяния электромагнитной волны на структурах из диэлектрического тела и тонких проводников опубликованы в работе [3].

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 ε_i и магнитной μ_i проницаемостями и U тонких проводников, ограниченных поверхностями S'_u ($u=1,2,...,U$) и расположенных произвольным образом по отношению к телу D_i . 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 диэлектрического тела. Требуется найти рассеянное поле $\{\vec{E}_e, \vec{H}_e\}$ в D_e .

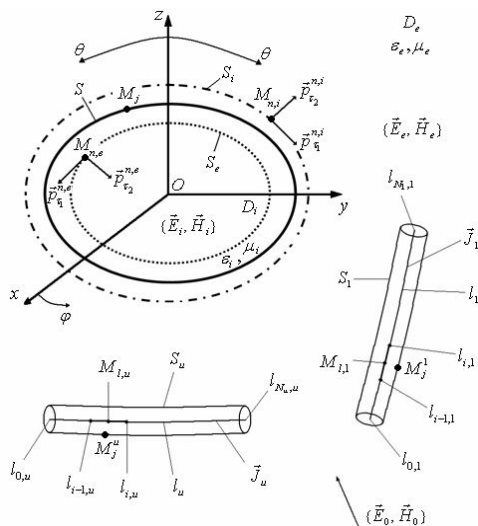


Рис. 1. Геометрия задачи

Математическая постановка задачи имеет следующий вид:

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

$$\left. \begin{aligned} \vec{n} \times (\vec{E}_i - \vec{E}_e) &= \vec{n} \times \vec{E}_0 \\ \vec{n} \times (\vec{H}_i - \vec{H}_e) &= \vec{n} \times \vec{H}_0 \end{aligned} \right|_S, \quad \vec{n}_u \times \vec{E}_e = -\vec{n}_u \times \vec{E}_0 \text{ на } S_u, \quad u = 1, 2, \dots, U, \quad (2)$$

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

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

$S_{\text{тонких проводников}}$; $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$, $\vec{a} \times \vec{b}$ – векторное произведение.

Модель рассеянного поля строится следующим образом. Введем (рис. 1) две вспомогательные поверхности S_i и S_e , подобные поверхности диэлектрического тела S в смысле гомотетии с центром точке O , расположенной внутри тела и являющейся началом системы координат. 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 $\vec{p}_{r_1}^{n,e} = p_{r_1}^{n,e} \vec{e}_{r_1}^{n,e}$ и $\vec{p}_{r_2}^{n,e} = p_{r_2}^{n,e} \vec{e}_{r_2}^{n,e}$, а на S_i – конечную совокупность точек $\{M_{n,i}\}_{n=1}^{N_i}$, в каждой из которых другую пару электрических диполей с моментами $\vec{p}_{r_1}^{n,i} = p_{r_1}^{n,i} \vec{e}_{r_1}^{n,i}$ и $\vec{p}_{r_2}^{n,i} = p_{r_2}^{n,i} \vec{e}_{r_2}^{n,i}$. 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 . Внутрь каждого из тонких проводников на оси разместим непрерывно распределенный вспомогательный ток $\vec{J}_u$.

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 вспомогательных токов, а поле $\vec{E}_i, \vec{H}_i$ в D_i – в виде суммы полей вспомогательных диполей, расположенных на вспомогательной поверхности S_i . Представления 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 распределения осевых токов $\vec{J}_u$ ($u=1,2,\dots,U$).

Введем в рассмотрение величину $\Delta = (\Phi' / \Phi_0)^{1/2}$. Величина Φ' имеет смысл квадрата евклидовой нормы невязки граничных условий на поверхностях диэлектрического тела и проводников в точках, промежуточных по отношению к точкам коллокации, величина Φ_0 – смысл квадрата нормы тангенциальных компонент падающего поля в этих же точках, а величина Δ – смысл относительной нормы невязки граничных условий на совокупности промежуточных точек.

Исследования были проведены для структуры, состоящей из диэлектрического эллипсоида и проводника, расположенного со стороны падения возбуждающей волны. Эллипсоид характеризуется геометрическими параметрами $k_e a = k_e b = 3$, $k_e c = 4$, $\varepsilon_i / \varepsilon_e = 8$, $\mu_i / \mu_e = 1$, радиус проводника r равен 0.02λ . Параметры метода выбраны следующие: $K_e = 0.6$, $K_i = 4$, $N_e = N_i = 484$, $L = 968$, $N_u = 35$, $L = 140$. Исследования проводились следующим образом. Изменению подвергалась лишь длина проводника l , остальные параметры задачи – радиус проводника, полуоси эллипсоида и параметры метода сохранялись неизменными. В качестве исходной была выбрана ситуация, когда длина проводника равна 0.3λ ($k_e l = 1.885$). Далее длина проводника пошагово увеличивалась на 0.1λ . Далее рассматривалась зависимость невязки граничных условий от длины проводника.

Некоторые из полученных результатов представлены на рис. 2.

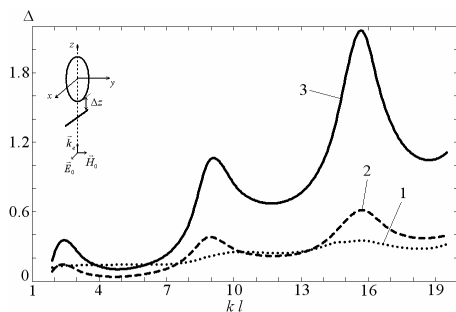


Рис. 2. Зависимость нормы невязки граничных условий от длины проводника для одиночного проводника и для структуры, состоящей из эллипсоида и проводника. 1 – эллипсоид и проводник, $\Delta z = 0.01\lambda$; 2 – эллипсоид и проводник, $\Delta z = 0.1\lambda$; 3 – одиночный проводник

Анализ данных, представленных на рис. 2, позволяет сделать следующие выводы. Значение невязки граничных условий при изменении длины проводника может как убывать, так и возрастать. Для структуры, состоящей из одного проводника, характерным поведением невязки граничных условий является наличие ярко выраженных максимумов и минимумов. Первое максимальное значение невязки соответствует длине проводника $k_e l \approx 2.51328$ ($l \approx 0.4\lambda$), последующие максимумы соответствуют проводникам с длинами $k_e l \approx 8.79684$ ($l \approx 1.4\lambda$) и т.д. Таким образом, максимумы соответствуют проводникам, длины которых отличаются на длину волны λ , начиная с $l \approx 0.4\lambda$. Первое минимальное значение невязки граничных условий соответствует длине проводника $k_e l \approx 5.65$ ($l \approx 0.9\lambda$).

Литература

1. Колтон Д., Кресс Р. Методы интегральных уравнений в теории рассеяния. М.: Мир, 1987. – 311 с.
2. Еремин Ю.А., Орлов Н.В. Анализ рассеяния волн на нескольких магнитоэлектрических телах методом дискретных источников. – Радиотехника и электроника, 1994, т. 39, №5, с. 740-748.
3. Дмитренко А.Г., Келлер Ю.А. Моделирование электромагнитного рассеяния на трехмерном магнитоэлектрическом теле при наличии вблизи него тонких проводников // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2008. – Т. 13, №2-3. – С. 74-81.

УДК 510

АНАЛИЗ ПРИНЦИПОВ ОПТИМАЛЬНОСТИ В ДИНАМИЧЕСКИХ ИГРАХ С ПРИРОДОЙ

Курбатова С.Г.

ГОУ ВПО «Кемеровский государственный университет»

Научный руководитель – профессор Данилов Н.Н.

Доклад посвящен построению математической модели динамического процесса принятия решения в условиях неопределенности, т.е. отсутствия необходимой для обоснованного принятия решения информации.

Статический аналог такого рода ситуации изучается в теории игр [1]. Отличительная особенность игры с природой состоит в том, что в ней сознательно