

Как следствие коэффициент эллиптичности излученного поля оказывается функцией расстояния a (рис. 3).

Таким образом, при симметричном возбуждении в спирали на гиротропной подложке существуют поверхностные и излученные волны. В районе ферромагнитного резонанса поверхностные

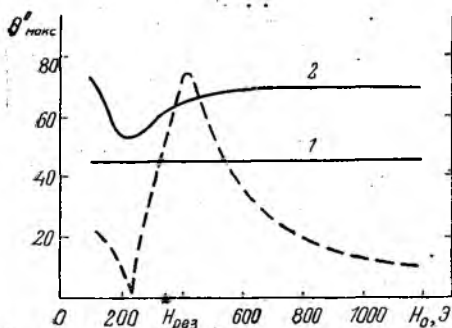


Рис. 2

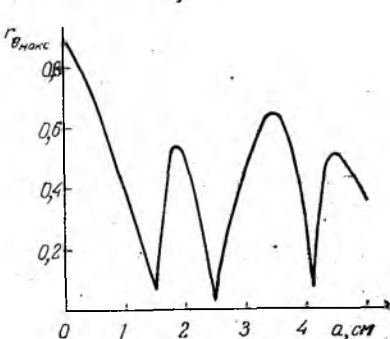


Рис. 3

волны состоят из «медленной» и «быстрой» волн с регулируемой магнитным полем фазовой скоростью. В поверхностные волны идет больше мощности, чем в излученную, а «медленная» волна возбуждается лучше «быстрой». Излученная волна имеет конечную диаграмму направленности с регулируемой магнитным полем поляризацией излучения от линейной до круговой.

Список литературы: 1. Юрцев О. А., Рунов А. В., Казарин А. Н. Спиральные антенны. М., 1974. 223 с. 2. Гошин Г. Г., Замараева В. П. Синфазное возбуждение плоской спиральной антенны, расположенной на заземленном магнитодиэлектрическом слое // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. 20. № 5. С. 739—744. 3. Горощеня А. Б. Возбуждение спирально проводящей плоскости вертикальным диполем // Радиотехника. 1966. 21. № 5. С. 10—18. 4. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.; Л., 1963. 664 с. 5. Сул Г., Уокер Л. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. М., 1955. 212 с.

Поступила в редколлегию 29.10.85.

УДК 537.874

В. И. АЛЕШИН, Н. П. ЖУК, В. Э. МАЗИНГ, Л. В. МЯКИНЬКОВА,
Д. А. РАПОПОРТ

УЧЕТ МИКРОНЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА С ПОМОЩЬЮ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Расчет отражения электромагнитных волн от объектов со случайными вариациями геометрии и электромагнитных параметров — одна из ключевых теоретических задач для неразрушаю-

шего контроля, дистанционного зондирования земных покровов и других приложений [1; 2]. Рассмотрим модель объекта в виде слоистого полупространства с регулярным профилем диэлектрической проницаемости и микронеоднородностями поверхности — шероховатостями. Цель работы — анализ численной схемы исследования когерентного отражения от такой поверхности, которая теоретически изучена в работах [3; 4].

Пусть нижняя область $-\infty < z < 0$, $-\infty < x, y < +\infty$ заполнена изотропной слоистой средой, диэлектрическая проницаемость которой представляет собой произвольную кусочно-непрерывную комплекснозначную функцию $\epsilon_c(z)$ вертикальной координаты z ($\text{Im}\epsilon_c(z) \geq 0$). Среда в верхней области $0 < z < +\infty$, $-\infty < x, y < +\infty$ считается изотропной, однородной и характеризуется постоянной вещественной диэлектрической проницаемостью ϵ . Магнитная проницаемость всюду равна 1.

Проанализируем падение из верхней области плоской монохроматической ($e^{-i\omega t}$) волны вертикальной (s) или горизонтальной (p) поляризации. Волна распространяется в направлении единичного вектора \vec{l}_i :

$$\vec{E}_i(\vec{R}) = \omega \vec{\theta}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}, \quad \vec{H}_i(\vec{R}) = -\vec{\varphi}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}, \quad (1)$$

$$\vec{E}_i(\vec{R}) = \vec{\varphi}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}; \quad \vec{H}_i(\vec{R}) = \omega^{-1} \vec{\theta}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}. \quad (2)$$

Здесь $\vec{l}_i = \vec{n}_i \cos \theta - \vec{z}_0 \sin \theta$; θ — угол скольжения падающей волны, $0 \leq \theta < \pi/2$; $\vec{\varphi}_i$, $\vec{\theta}_i$ — ортогональные к вектору \vec{l}_i орты, $\vec{\varphi}_i = \vec{z}_0 \times \vec{n}_i$, $\vec{\theta}_i = \vec{l}_i \times \vec{\varphi}_i$; \vec{z}_0 — орт оси z , $\vec{n}_i = -\vec{z}_0 \times \vec{z}_0 \times \vec{l}_i / \cos \theta$; ω , k — импеданс и волновое число в верхней среде, $\omega = 1/\sqrt{\epsilon}$;

$k = k_0 \sqrt{\epsilon}$, $k_0 = \omega/c$; c — скорость света в вакууме; $\vec{R} = (x, y, z)$.

Отвлекаясь от конкретного профиля материальных параметров слоистого полупространства $z < 0$, считаем известными коэффициенты отражения $R_s(x)$, $R_p(x)$ от ровной поверхности $z=0$. Отраженное поле в перечисленных ситуациях определяется выражениями

$$\vec{E}_{0r}(\vec{R}) = \omega \vec{\theta}_r R_s(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad \vec{H}_{0r}(\vec{R}) = -\vec{\varphi}_r R_s(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad (3)$$

$$\vec{E}_{0r}(\vec{R}) = \vec{\varphi}_r R_p(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad \vec{H}_{0r}(\vec{R}) = \omega^{-1} \vec{\theta}_r R_p(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}.$$

Единичный вектор \vec{l}_r дает направление отражения; $\vec{l}_r = \vec{n}_i \cos \theta + \vec{z}_0 \sin \theta$; $\vec{\varphi}_r$, $\vec{\theta}_r$ — ортогональные ему орты, $\vec{\varphi}_r = \vec{\varphi}_i$.

$\vec{\theta}_r = \vec{l}_r \times \vec{\varphi}_r$; $\mathbf{x} = k \cos \theta$. Далее удобно использовать адмитанс $\alpha(\mathbf{x})$ и импеданс $\beta(\mathbf{x})$ поверхности $z=0$, которые связаны с величинами $R_{s,p}(\mathbf{x})$ соотношениями:

$$R_s(\mathbf{x}) = [\sin \theta - \beta(\mathbf{x})]/\Delta_1, \quad \Delta_1 = \sin \theta + \beta(\mathbf{x}); \quad (4)$$

$$R_p(\mathbf{x}) = [\sin \theta \alpha(\mathbf{x}) - 1]/\Delta_2, \quad \Delta_2 = \sin \theta \alpha(\mathbf{x}) + 1.$$

Кроме $R_{s,p}$ предполагается известной величина q , характеризующая скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости на границе $z=0$: $q = 1 - \epsilon_c(-0)/\epsilon$.

Усложним описанную модель среды, положив, что поверхность $z=0$ покрыта шероховатостями. При этом случайная поверхность раздела в каждой реализации задается уравнением $z = \zeta(\vec{r})$, где $\vec{r} = (x, y, 0)$. Случайная функция ζ с нулевым средним значением характеризуется функцией корреляции $\langle \zeta(\vec{r}) \zeta(\vec{r}') \rangle = B(\vec{r} - \vec{r}')$. Среднеквадратичная высота неровностей $\sigma = \sqrt{B(0)}$ считается малой по сравнению с длиной волны и характерным горизонтальным размером неровностей.

Электромагнитное поле над такой поверхностью в силу случайной природы неровностей является случайным и состоит из флуктуационной и когерентной (статистически средней) компонент. Когда источники поля расположены в верхней области, отправным пунктом для нахождения когерентной компоненты $\vec{E}(\vec{R})$, $\vec{H}(\vec{R})$ в этой области удобно использовать импедансную краевую задачу, предложенную в работе [4]. Она включает уравнения Максвелла, заданные в области $0 < z < +\infty$, $-\infty < x, y < +\infty$:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{R}) - ik_0 \mu \vec{H}(\vec{R}) = 0, \quad \nabla \times \vec{H}(\vec{R}) + ik_0 \epsilon \vec{E}(\vec{R}) = 0 \quad (5)$$

и нелокальное граничное условие импедансного типа при $z=0$. Источники поля в уравнениях (5) удалены в бесконечность.

Рассмотрим когерентную компоненту в виде пространственной гармоника

$$\vec{E}(\vec{R}) = \vec{E}(x, z) \exp i \vec{x} \cdot \vec{r}, \quad \vec{H}(\vec{R}) = \vec{H}(x, z) \exp i \vec{x} \cdot \vec{r}. \quad (6)$$

Граничное условие для нее записывается в форме

$$\vec{E}_t(x, z) - \hat{L}_e(x) \cdot z_0 \times \vec{H}(x, z) = 0 \quad (z = +0). \quad (7)$$

Здесь \vec{E}_t — тангенциальная составляющая электрического поля $\vec{x} = (x_x, x_y)$ — горизонтальная проекция волнового вектора, $\hat{L}_e(x)$ — диада эквивалентного импеданса. Она учитывает наличие шероховатостей границы $z=0$ и влияние слоистого полупространства $z < 0$. Поэтому ее компоненты целесообразно

рассматривать как эквивалентные параметры среды с поверхностными микронеоднородностями. В частности, в базе из векторов $\vec{n} = \vec{x}/\kappa$ и $\vec{z}_0 \times \vec{n}$, где $\kappa = (\kappa_x^2 + \kappa_y^2)^{1/2}$, диада \hat{L}_e выражается через три скалярные функции векторного аргумента \vec{x} : эквивалентные импеданс $\beta_e(\vec{x})$, адмитанс $\alpha_e(\vec{x})$ и коэффициент деполяризации $\rho(\vec{x})$. В явном виде

$$L_e(\vec{x}) = \omega [\vec{n} \vec{n} \beta_e(\vec{x}) + \vec{z}_0 \times \vec{n} \vec{z}_0 \times \vec{n} \alpha_e(\vec{x})] + \omega \rho(\vec{x}) (\vec{n} \vec{z}_0 \times \vec{n} + \vec{z}_0 \times \vec{n} \vec{n}). \quad (8)$$

Коэффициенты β_e , α_e отличаются от величин β , α на малые добавки $\delta\beta$, $\delta\alpha$. Для безразмерных коэффициентов $\delta\beta$, $\delta\alpha$, ρ получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \delta\alpha(\vec{x}) &= -\alpha q (k\sigma)^2 - (\alpha q k)^2 \int d\vec{x}' \tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') \times \\ &\times [\beta' \gamma' (\vec{n} \times \vec{n}')^2 / k \Delta'_s + \alpha' (\vec{n} \cdot \vec{n}')^2 / \Delta'_p]; \\ \delta\beta(\vec{x}) &= q \beta [(1 + \nu) x^2 / \nu k^2 - 1] (k\sigma)^2 + \\ &+ (qk)^2 \int d\vec{x}' \tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') [(x^2 x'^2 / k^3 + \nu \beta (\gamma' - k\beta') \vec{x} \cdot \vec{x}' / k^2 - \\ &- \nu^2 \beta^2 \beta' \gamma' (\vec{n} \cdot \vec{n}')^2 / \nu^2 k \Delta'_s - \beta^2 \alpha' (\vec{n} \times \vec{n}')^2 / \Delta'_p]; \\ \rho(\vec{x}) &= -\alpha (qk)^2 \int d\vec{x}' \tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') [\beta \alpha' \vec{n} \cdot \vec{n}' / \Delta'_p + \\ &+ \gamma' (x x' / k^2 - \nu \beta \beta' \vec{n} \cdot \vec{n}') / \nu k \Delta'_s] (\vec{z}_0 \cdot \vec{n}' \times \vec{n}). \end{aligned} \quad (9)$$

В этих формулах интегрирование ведется по всей плоскости переменной $\vec{x}' = (x'_x, x'_y)$; \tilde{B} — энергетический спектр шероховатостей,

$$\tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') = (2\pi)^{-2} \int d\vec{r} B(\vec{r}) \exp i(\vec{x} - \vec{x}') \cdot \vec{r}. \quad (10)$$

Используются обозначения: $\nu = 1 - q$; $x' = (x'^2_x + x'^2_y)^{1/2}$; $\vec{n}' = \vec{x}' / x'$. Далее $\gamma' = (k^2 - x'^2)^{1/2}$; $\text{Im } \gamma' \geq +0$; $\Delta'_s = \gamma' / k + \beta'$, $\Delta'_p = \alpha' \gamma' / k + 1$ (11), где штрих означает зависимость отмеченных величин от переменной \vec{x}' .

Когерентная компонента, возникающая при дифракции волны вида (1) на неровной поверхности, представляет собой сум-

му падающей и зеркально отраженной волн. Для падающей волны s - или p -поляризации отраженное поле ищем соответственно в виде

$$\vec{E}_r(\vec{R}) = [\omega \vec{\theta}_r R_{ss}(\vec{x}) - \vec{\varphi}_r R_{ps}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad (12)$$

$$\vec{H}_r(\vec{R}) = -[\vec{\varphi}_r R_{ss}(\vec{x}) + \omega^{-1} \vec{\theta}_r R_{ps}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R};$$

$$\vec{E}_r(\vec{R}) = [\vec{\varphi}_r R_{pp}(\vec{x}) - \omega \vec{\theta}_r R_{sp}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R};$$

$$\vec{H}_r(\vec{R}) = [\omega^{-1} \vec{\theta}_r R_{pp}(\vec{x}) + \vec{\varphi}_r R_{sp}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}. \quad (13)$$

Здесь \vec{x} , R_{ik} — коэффициенты когерентного отражения ($\vec{x} = -kn_i \cos \theta$), которые мы находим из условия (7) для суммарного поля $\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}$, $\vec{H} + \vec{H}_r = \vec{H}$. В итоге получаем следующие выражения:

$$R_{ss}(\vec{x}) = \frac{\Delta_{2e}(\vec{x}) [\sin \theta - \beta_e(\vec{x})] + \rho^2(\vec{x}) \sin \theta}{\Delta_{1e}(\vec{x}) \Delta_{2e}(\vec{x}) - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta};$$

$$R_{pp}(\vec{x}) = \frac{\Delta_{1e}(\vec{x}) [\sin \theta \alpha_e(\vec{x}) - 1] - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta}{\Delta_{1e}(\vec{x}) \Delta_{2e}(\vec{x}) - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta}; \quad (14)$$

$$R_{sp}(\vec{x}) = \frac{2\omega^{-1} \sin \theta \rho(\vec{x})}{\Delta_{1e}(\vec{x}) \Delta_{2e}(\vec{x}) - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta};$$

$$R_{ps}(\vec{x}) = -\omega^2 R_{sp}(\vec{x});$$

$$\Delta_{1e}(\vec{x}) = \sin \theta + \beta_e(\vec{x}), \quad \Delta_{2e}(\vec{x}) = \sin \theta \alpha_e(\vec{x}) + 1. \quad (15)$$

Формулы (9), (14), (15) образуют основу для численных расчетов когерентного отражения от среды с поверхностными микронеоднородностями.

С этой целью разработан пакет программ, состоящий из семи программных модулей и содержащий около полутора тысяч операторов апоритмического языка Фортран-10.

Основные затраты машинного времени связаны с вычислением двукратных интегралов от комплекснозначных вещественных аргументов, которые фигурируют в соотношениях (9). Перейдем в них к интегрированию в полярных координатах χ' , φ' и представим каждый из двукратных интегралов через два однократных интеграла — внутренний по χ' и внешний по φ' . При реализации численного алгоритма удобно иметь дело с безраз-

мерной переменной $t' = \kappa'/k$, которая изменяется в пределах интервала $(0 + \infty)$.

Статистически анизотропные шероховатости считаются коррелированными по гауссовому закону. Для этой модели неровностей подынтегральные выражения содержат множитель вида $\exp[-at^2 + bt' + c]$, где a, b, c — некоторые функции переменной ϕ' . Интегрирование по t' проводится в пределах конечного интервала $(0, t^*)$. Здесь t^* — наибольший корень квадратного уравнения $at^2 + bt' + c - 174 = 0$. При численном интегрировании используется метод Ньютона — Котеса с адаптивной процедурой разбиения интервала [5]. Расчет матрицы коэффициентов отражения для одного набора параметров требует от 10 до 15 мин процессорного времени ЭВМ ЕС-1060.

Список литературы: 1. Шкарпет Ю. М. О теоретических основах электромагнитных и электроакустических методов неразрушающего контроля//Дефектоскопия. 1974. № 1. С. 11—18. 2. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. П. Радиоизлучение Земли как планеты. М., 1974. 188 с. 3. Данилевич С. Б., Жук Н. П., Третьяков О. А. Влияние шероховатостей подстилающей поверхности на деполяризацию среднего поля//Тез. докл. Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. М., 1984. Ч. 2. С. 103—104. 4. Жук Н. П., Третьяков О. А. Среднее электромагнитное поле в слоистых средах с шероховатой поверхностью раздела. Х., 1985. С. 44. (Препринт/ИРЭ АН УССР; № 289). 5. Форсайт Д. Э., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М., 1980. 279 с.

Поступила в редколлегию 18.11.85.

УДК 621.372

М. П. КУХТИН, Г. Г. КАНАРИК, канд. техн. наук,
Э. И. ЧЕРНЯКОВ, канд. физ.-мат. наук, О. П. ВАСИЛЬЧЕНКО

К РАСЧЕТУ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОН

Одной из определяющих тенденций создания световодов с высокой пропускной способностью является переход на одномодовые высокочистые волокна. Это обусловлено рядом существенных преимуществ одномодовых волокон перед многомодовыми. Низкие потери и малая дисперсия в широком спектральном диапазоне позволяют использовать их с большим успехом в магистральных волоконно-оптических линиях связи [1].

Задача об исследовании параметров одномодовых волокон решалась методом частичных областей. Разбиение на частичные области, вводимые предположения, символика обозначений такие же, как в работе [2]. Параметры рассчитывались для фиксированных значений показателя преломления сердцевин $n_1 = 1,4584$ и диаметра оболочки $2b = 125$ мкм, соответствующих параметрам выпускаемого отечественной промышленностью оптического волокна. Потери в материале сердцевин и оболочки составляли $\alpha_1 = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, $\alpha_2 = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ соответственно.