

УДК 621.37

РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ С ПОКРЫТИЕМ ИЗ ДИЭЛЕКТРИКА ИЛИ МЕТАМАТЕРИАЛА

*Е. А. Величко, А. П. Николаенко**

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАНУ, г. Харьков, Украина

В работе решена задача дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем бесконечно длинном цилиндре с покрытием для случаев E - и H -волн. В расчётах использовалось классическое электродинамическое решение, что позволило построить пространственное распределение полей в слое покрывающего диэлектрика и сопоставить его с рассеянным полем. Для выявления связи между характеристиками рассеянного поля в дальней зоне и его структурой в слое диэлектрика расчёты проводились при различных соотношениях между длиной волны и толщиной покрытия. Показано, что появление резких неоднородностей по азимуту и частоте в отражённом поле связано с резонансами в покрытии, т. к. азимутальная структура рассеянного поля зависит от пространственного распределения вторичных источников в этом слое. Тонкая же структура быстрых изменений с частотой связана с вариациями в азимутальном распределении токов вторичных источников. Показано, что применение диэлектрических покрытий не может сделать металлический цилиндр невидимым в широком диапазоне частот.

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние плоских электромагнитных волн на цилиндрических объектах изучено достаточно подробно. Имеется ряд публикаций о рассеянии плоской волны на идеально проводящих цилиндрах с диэлектрическим покрытием с потерями и без потерь, см. работу [1] и библиографию к ней. Однако в литературе отсутствует обсуждение связи между характеристиками рассеянного поля в дальней зоне и его пространственной структурой в слое, покрывающем цилиндр. Мы провели расчёты рассеянного поля в дальней зоне для различных соотношений между длиной волны и толщиной диэлектрического покрытия и попытались связать полученные результаты с модовой структурой поля в слое диэлектрика. Результаты работы [1] хорошо согласуются с данными из других публикаций.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим задачу о дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре с бесконечной длиной и с радиусом a_1 . Цилиндр покрыт слоем диэлектрика с толщиной h , который характеризуется произвольными комплексными диэлектрической, $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$, и магнитной, $\mu = \mu' - i\mu''$, проницаемостями. Будем считать, что все поля в комплексной записи пропорциональны $\exp(i\omega t)$. Цилиндр находится в вакууме, а вертикальная ось z цилиндрической системы координат ρ, z, φ совмещена с осью цилиндра, так что ось x отвечает $\varphi = 0$, а ось y соответствует $\varphi = \pi$. В отрицательном направлении оси x падает плоская монохроматическая волна с единичной амплитудой. Такая векторная задача сводится к двум скалярным задачам для двух возможных поляризаций поля. В случае электрической (поперечно-магнитной или ТМ) поляризации напряжённость электрического поля в падающей волне параллельна оси цилиндра,

* sasha@ire.kharkov.ua

т. е. $\mathbf{E}^{\text{inc}} = \mathbf{E}_z^{\text{inc}}$. Такую волну называют E -волной. В случае магнитной (поперечно-электрической или ТЕ) поляризации напряжённость магнитного поля параллельна оси цилиндра: $\mathbf{H}^{\text{inc}} = \mathbf{H}_z^{\text{inc}}$; это H -волна.

Общее решение задачи для случаев E - и H -волн имеет одинаковый по структуре вид: полное электрическое и магнитное поля представляются в виде суммы падающего и рассеянного полей. Как и в наших предыдущих работах [1–3], мы используем разложение по модифицированным функциям Бесселя первого и второго рода $I_m(\gamma\rho)$ и $K_m(\gamma\rho)$ комплексного аргумента. Неизвестные коэффициенты прохождения и отражения волн находятся с учётом граничных условий. Для каждой азимутальной гармоники m получаем систему из трёх линейных алгебраических уравнений вида $\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}$ с тремя неизвестными. Здесь \mathbf{A} — квадратная матрица третьего порядка с комплексными элементами, \mathbf{B} — матрица-столбец, которая описывает падающую плоскую волну, а \mathbf{X} — матрица-столбец искомых коэффициентов. Решение задачи и точность получаемых результатов анализировалась в предыдущих работах [2, 3]. Матрица \mathbf{A} для случая E -волны имеет вид

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} K_m(\gamma_2 a_1) & 0 & I_m(\gamma_2 a_1) \\ K_m(\gamma_2 a_2) & -K_m(\gamma a_2) & I_m(\gamma_2 a_2) \\ Y K'_m(\gamma_2 a_2) & -K'_m(\gamma a_2) & Y I'_m(\gamma_2 a_2) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ — азимутальный индекс, $Y = \sqrt{\varepsilon/\mu}$ — адмитанс материала покрытия, $\gamma = ik$ — постоянная распространения в вакууме, $k = \omega/c$, $\gamma_2^2 = k^2(i\varepsilon'' - \varepsilon')$ — комплексная постоянная распространения в слое диэлектрика, $a_2 = a_1 + h$ — радиус внешней границы диэлектрика.

Матрица \mathbf{A} для случая H -волны есть

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} K'_m(\gamma_2 a_1) & 0 & I'_m(\gamma_2 a_1) \\ K_m(\gamma_2 a_2) & -K_m(\gamma a_2) & I_m(\gamma_2 a_2) \\ Y^* K'_m(\gamma_2 a_2) & -K'_m(\gamma a_2) & Y^* I'_m(\gamma_2 a_2) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$, $Y^* = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ — волновое сопротивление материала покрытия.

Векторы \mathbf{X} и \mathbf{B} для обеих поляризацій имеют следующий вид:

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} R_m^{(2)} \\ R_m^{(3)} \\ T_m^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ I_m(\gamma a_2) \\ I'_m(\gamma a_2) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь $R_m^{(2)}$ — коэффициент отражения волны от границы металл—диэлектрик, $T_m^{(2)}$ — коэффициент прохождения волны через границу диэлектрик—вакуум, а $R_m^{(3)}$ — коэффициент отражения цилиндрической волны от границы диэлектрик—вакуум. Более подробно решение этой задачи изложено в работе [1].

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При расчётах полей необходимо выбрать диапазон частот и шаг изменения частоты. Параметры рассеивателя были следующими: радиус металлического цилиндра $a_1 = 3$ см, толщина покрытия $h = 0,5$ см, а его диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 4 - i10^{-4}$. Поэтому диапазон частот, связанный с геометрическими размерами, простирается от 1 до 100 ГГц. Для выбора шага по частоте необходимо учесть частотную зависимость детерминанта $D_{\mathbf{A}}(f)$ матрицы \mathbf{A} . Соответствующие данные расчёта представлены на рис. 1. Здесь приведены четыре графика,

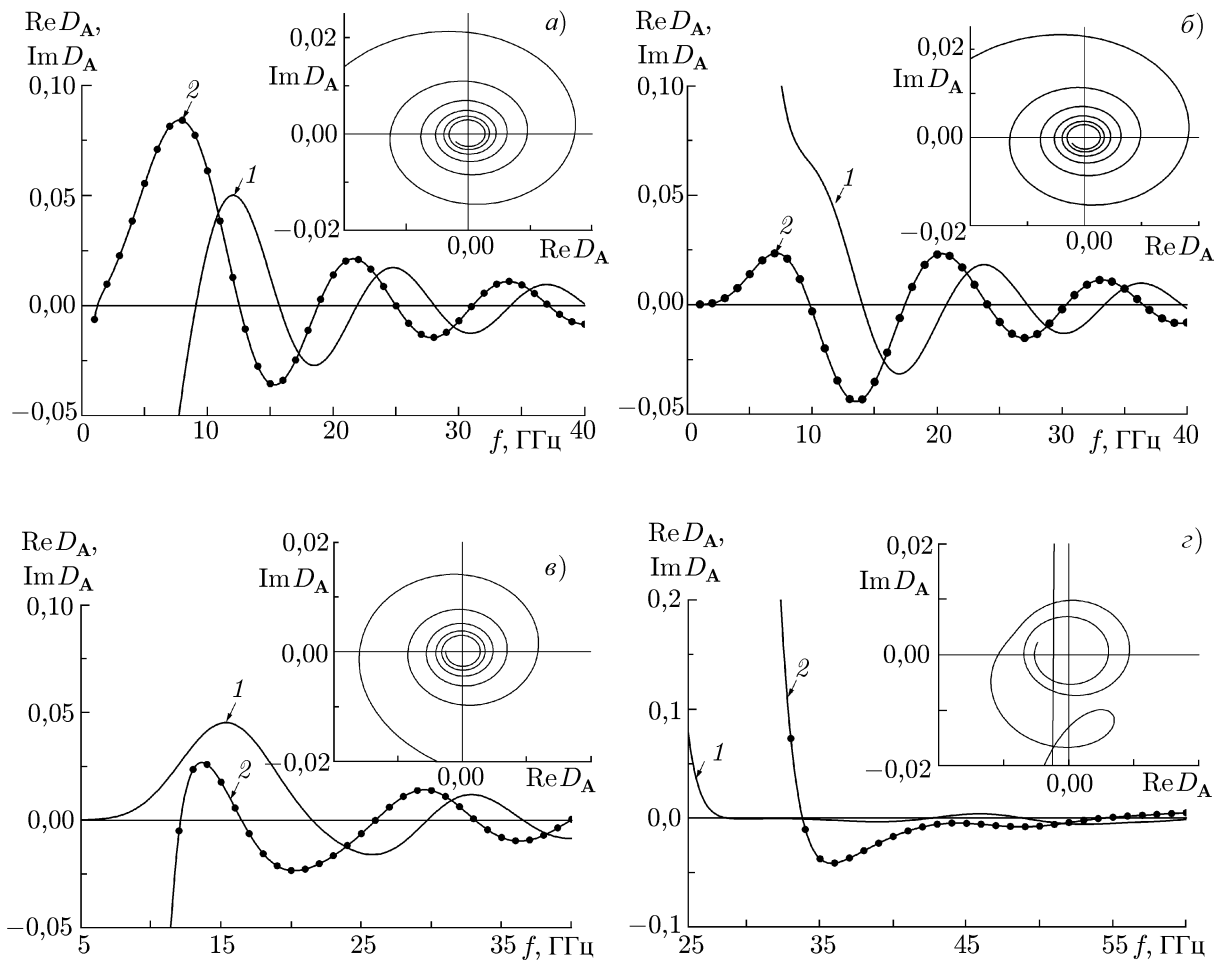


Рис. 1. Частотные изменения реальной (кривые 1) и мнимой (кривые 2) частей детерминанта D_A и зависимости $\text{Im } D_A$ от $\text{Re } D_A$ при $m = 3$ (а), $m = 5$ (б), $m = 10$ (в) и $m = 30$ (г)

демонстрирующие частотные изменения реальной $\text{Re}[D_A(f)]$ (кривая 1) и мнимой $\text{Im}[D_A(f)]$ (кривая 2) частей детерминанта. Каждый из графиков отвечает фиксированному индексу m .

Графики на рис. 1 показывают, что матрица A не является сингулярной: её детерминант не обращается в нуль. Подобное поведение напоминает решение задачи о дифракции волн на краю экрана, описываемое спиралью Корню [4]. Эта аналогия неудивительна, поскольку в обоих случаях речь идёт об интерференции волн, огибающих препятствие. Соответствующие спирали показаны на вставках в верхнем правом углу графиков рис. 1а–г. Здесь по оси абсцисс отложена величина $\text{Re } D_A$, а по оси ординат — $\text{Im } D_A$. Частота служит параметром. Как видно, радиусы спиралей для всех значений m уменьшаются с ростом частоты, но не становятся равными нулю. Таким образом, резонансы в буквальном смысле этого слова отсутствуют, но наблюдается интерференция волн.

Имеется ещё один критерий выбора шага по частоте. Очевидно, что на заданной частоте f в слое диэлектрика с показателем преломления n должно укладываться некоторое число M длин волн. Очевидно, что выполняется условие $2\pi a n = M c / f$, откуда разность частот, соответствующих числам M и $M + 1$, составит $\Delta_m f = c / (2\pi a n)$. В выбранной геометрии эта величина равна примерно 0,8 ГГц при $n = 2$. Очевидно, что шаг по частоте должен быть заметно меньше этой величины. Мы использовали в расчётах шаг 0,01 ГГц.

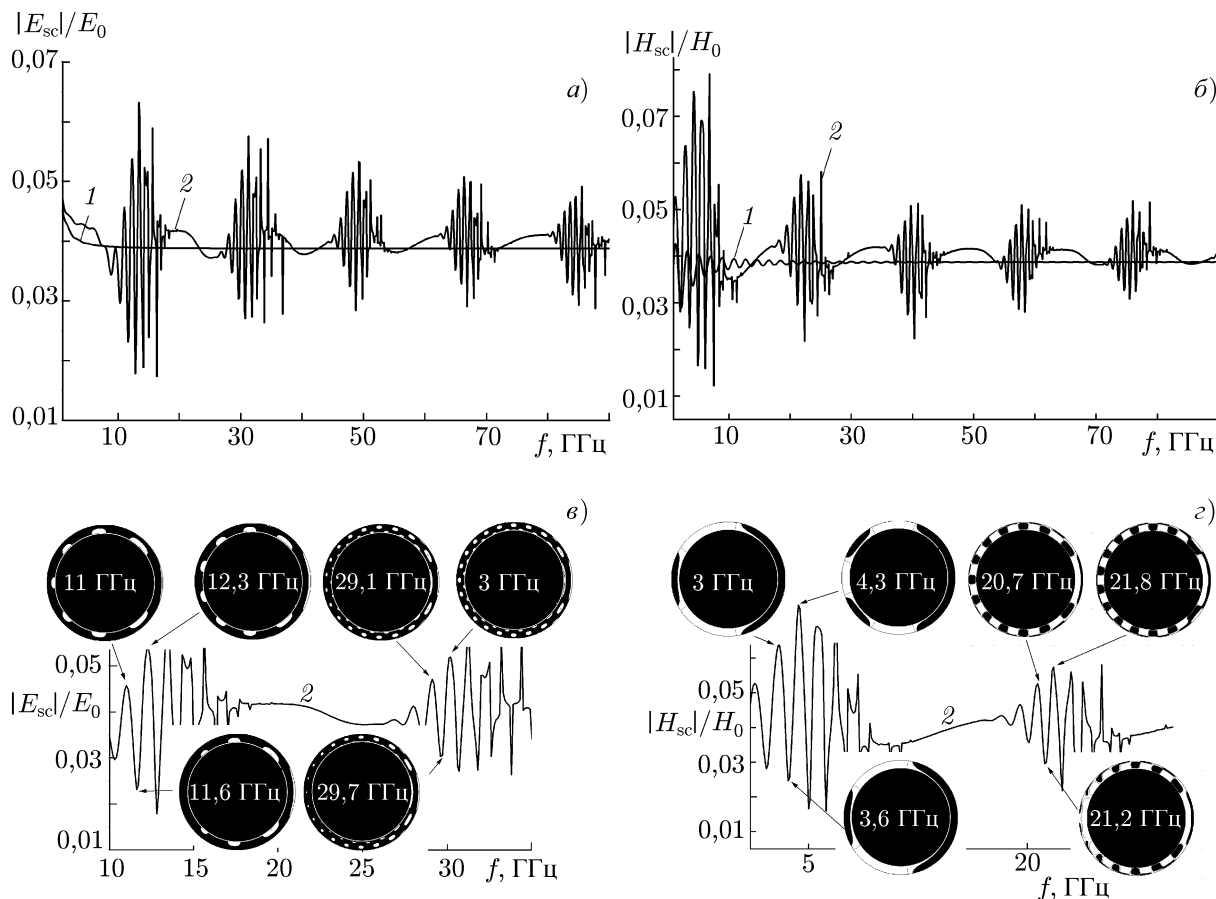


Рис. 2. Частотная зависимость обратного ($\varphi = 0^\circ$) рассеяния для E -волны (а, в) и H -волны (б, г): кривые 1 отвечают металлическому цилиндру, 2 — металлическому цилиндру со слоем диэлектрика. Пространственные распределения $\text{Re } H_\varphi$ и $\text{Re } E_\varphi$ на частотах экстремумов рассеянного назад поля показаны на круговых чёрно-белых диаграммах на панелях (в) и (г) соответственно

На рис. 2а и б представлены частотные зависимости рассеянного назад поля для случаев E - и H -волн. Кривая 1 соответствует металлическому цилиндру, кривая 2 — металлическому цилиндру с покрытием. Расчёт обратного рассеяния (т. е. амплитуды поля) на большом расстоянии ρ от цилиндра проводился с использованием асимптотической формулы $K_m(\gamma\rho) \approx \sqrt{\pi/(2\gamma\rho)} \exp(-\gamma\rho)$ для функции $K_m(\gamma\rho)$ при больших аргументах $|\gamma\rho| \gg m$. Для получения численных значений считалось, что $\rho = 10$ м.

Из рис. 2а видно, что слой диэлектрика на металлическом цилиндре приводит к тому, что вместо гладкой кривой 1, характерной для рассеяния от чисто металлического цилиндра, появляется кривая с быстрыми осцилляциями (кривая 2). Эти осцилляции по частоте объединяются в характерные группы («пачки»). При этом амплитуда рассеянного поля может быстро и существенно (в 3 раза) изменяться при вариации частоты. Она падает вдвое по сравнению со случаем металлического цилиндра без покрытия или может возрасти в 1,5 раза. Естественно предположить, что быстрые осцилляции вызваны «продольными» резонансами, т. е. изменением числа длин волн, укладывающихся вдоль окружности цилиндра. Появление различных частотных групп отражений («пачек») можно связать с возникновением так называемых «поперечных» резонансов в слое диэлектрика с конечной толщиной.

Поперечные резонансы аналогичны собственным колебаниям резонатора Фабри–Перо. Дей-

ствительно, в плоском диэлектрическом слое поле представляется в виде суммы наклонных плоских волн (волн Бриллюэна), для каждой из которых выполняется условие $\varepsilon k^2 = \varepsilon k_{\perp}^2 + \varepsilon k_{\parallel}^2$, где $k_{\perp} = k \sin \theta$, $k_{\parallel} = k \cos \theta$, θ — угол между вектором \mathbf{k} и направлением распространения волны вдоль границы. Волна становится распространяющейся, если её частота превышает критическую частоту волновода. На частотах, незначительно превышающих критическую частоту, волны Бриллюэна падают на границы почти нормально. На критической частоте (частоте отсечки) данной волноводной моды падение становится нормальным и распространение энергии вдоль слоя диэлектрика прекращается. Тогда говорят о «захваченных» волнах или «поперечном» резонансе в резонаторе Фабри—Перо. Частота отсечки волновода, или частота поперечного резонанса в плоском слое диэлектрика, определяется из условия $nkh = p\pi$, или в длинах волн $nh = p\lambda/2$, где p — номер поперечного резонанса, λ — длина волны, h — толщина диэлектрика, а $n = \sqrt{\varepsilon}$ — его показатель преломления.

Первая «пачка» быстрых осцилляций на графике рис. 2а, очевидно, связана с первым поперечным резонансом, когда в цилиндрическом слое диэлектрика укладывается половина длины волны, т. е. когда $nh = \lambda/2$. Такое описание нельзя назвать точным, поскольку рассматривается цилиндрическая, а не плоская структура. Тем не менее для приведённой выше толщины диэлектрического покрытия первый поперечный резонанс (первая «пачка») соответствует частотам в районе 15 ГГц, а второй поперечный резонанс (вторая «пачка») — 30 ГГц. Близость оценок к данным расчёта подтверждает правильность предлагаемой интерпретации. Кроме того, количество поперечных резонансов в частотной зависимости рассеянного поля увеличивается с ростом толщины диэлектрика, поэтому интервал по частоте между соседними «пачками» уменьшается, а положение первой из них смещается к низким частотам.

В случае H -волны (рис. 2б) кривая 1 имеет несколько иной вид: рассеянное поле осциллирует даже, если на металлическом цилиндре отсутствует покрытие. Также видно, что по сравнению со случаем E -волны положение поперечных резонансов смещается в сторону более низких частот, а амплитуда рассеянного поля может изменяться с частотой почти в 10 раз.

Удобно считать, что рассеянное поле создаётся вторичными источниками, возникающими на цилиндре и в диэлектрическом покрытии [1]. Каждый из таких источников излучает в окружающее пространство электромагнитное поле, а эти поля складываются и образуют рассеянное поле. На различных частотах вторичные источники будут распределены на объекте по-разному. Во-первых, их количество вдоль окружности цилиндра будет изменяться с частотой, что должно приводить к осцилляциям внутри «пачки». Во-вторых, радиальное распределение вторичных источников должно отличаться для разных «пачек». В первом случае расположение источников должно отражать изменения азимутального распределения поля, а во втором — радиальную модовую структуру поля.

Мы выполнили расчёты поля в окрестности металлического цилиндра с оболочкой и сопоставили их с частотными изменениями поля в дальней зоне. Для того, чтобы получить мгновенное распределение электрических токов вторичных источников в пространстве вокруг цилиндра, необходимо построить пространственные зависимости не амплитуды, а вещественных частей магнитного и электрического полей.

Графики на рис. 2в и 2г воспроизводят в увеличенном масштабе зависимости рассеянного в обратном направлении поля от частоты, приводившиеся на рис. 2а и б соответственно, что позволяет сопоставить экстремумы этих зависимостей с угловыми распределениями компонент магнитного или электрического полей. Последние показаны с помощью круговых чёрно-белых диаграмм. Здесь приведён диапазон частот, соответствующий первому и второму поперечным резонансам, и даны картины пространственного распределения вещественной части азимутальной компоненты магнитного поля, $\text{Re } H_{\varphi}$ (для E -волны), и электрического поля, $\text{Re } E_{\varphi}$ (для

H-волны). Картины отвечают частотам соседних максимумов и минимумов напряжённости в рассеянном поле. Таким образом, они демонстрируют распределение вторичных источников в слое диэлектрика, а стрелка указывает на соответствующий максимум или минимум отражённого поля в дальней зоне. Белому цвету соответствует максимум поля, а чёрному — его минимум. Белые окружности обозначают границу между металлом и диэлектриком. Видно, что на низких частотах ($f = 11$ ГГц) преобладают колебания с низкими индексами m , причём наибольшее из них по амплитуде отвечает значению $m = 7$. С ростом частоты становится много колебаний, попадающих в резонанс (т. е. колебаний с большими сравнимыми между собой амплитудами), и доминируют колебания с высокими индексами. Так, на частоте $f = 29,1$ ГГц наибольшая амплитуда колебаний отвечает $m = 18$. Из картин пространственного распределения видно, что в области обратного рассеяния поля с разными индексами m имеют амплитуды одного порядка величины. Так возникает перекрытие нескольких собственных цилиндрических волн с близкими азимутальными индексами, как в случае первого, так и второго поперечных резонансов. Поэтому падающая плоская волна возбуждает не один, а много соседних типов цилиндрических волн, что создаёт сложное распределение вторичных источников по азимуту.

Сравнивая картины распределения поля для первого и второго поперечных резонансов, мы видим, как изменяется радиальная структура поля: при $p = 1$ в слое диэлектрика укладывается половина длины волны и вдоль радиуса наблюдается один максимум поля. При $p = 2$ в слое укладывается целая длина волны, и вдоль радиуса наблюдаются два максимума, между которыми проходит линия узлов (минимум поля). Из графиков рис. 2г видно, что в случае *H*-волны в слое диэлектрика также возникают вторичные источники поля, обеспечивающие рассеяние. Из картин пространственного распределения поля видно, что на низких частотах можно с уверенностью указать индекс m доминирующей пространственной моды. Например, на частоте 3 ГГц главную роль играют колебания с $m = 3$, а на частоте 4,3 ГГц — колебания с $m = 4$. На более высоких частотах такие утверждения делать затруднительно, поскольку колебаний с большими сравнимыми между собой амплитудами становится много и доминируют колебания с высокими индексами m . В области обратного рассеяния ($\varphi = 0^\circ$) этих мод оказывается так много, что они сливаются воедино в области с большим угловым размером.

Слой диэлектрика на металлическом цилиндре также изменяет поведение поля, рассеянного вперёд — в направлении падающей волны ($\varphi = 180^\circ$). Оказалось, что в этом случае диэлектрическое покрытие приводит к появлению своеобразных «ступенек» в частотной зависимости амплитуды рассеянного поля, которые связаны с поперечным резонансом в покрытии. Амплитуда рассеянного поля возрастает в 1,3 раза по сравнению со случаем цилиндра без покрытия. «Быстрые» вариации поля с ростом частоты ослабевают: для первого резонанса они составили примерно 14 % от среднего значения, для второго резонанса — примерно 7 %, для третьего — около 3 %.

Фазы падающей и рассеянной волн таковы, что поле, рассеянное вперёд, гасит падающую волну и создаёт область тени. Рост амплитуды рассеяния вперёд с частотой означает более глубокую тень. Появление характерных «ступенек» по частоте также связано с поперечными резонансами в диэлектрическом слое. Изменения зависимости рассеянного поля от частоты при изменении толщины диэлектрического покрытия имеют примерно такой же характер, что и в случае обратного рассеяния: с ростом толщины диэлектрического покрытия количество поперечных резонансов (и «ступенек») увеличивается, расстояние по частоте между ними уменьшается, а положение первого резонанса смещается в сторону низких частот. При сопоставлении данных расчёта обнаруживается, что преобладающие индексы m для рассеяния вперёд близки к значениям этих индексов для случая обратного рассеяния. Азимутальная периодическая структура поля внутри диэлектрика более чётко проявляется на «теневого» стороне цилиндра ($\varphi = 180^\circ$), а в направле-

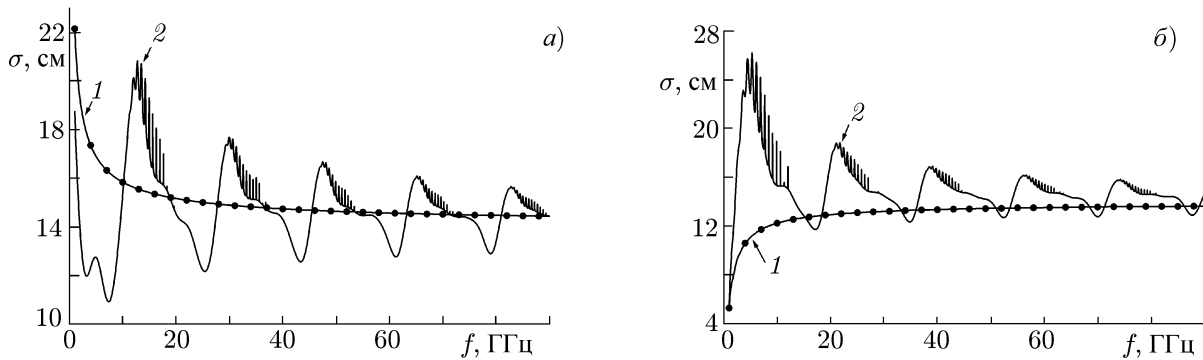


Рис. 3. Зависимость полного поперечника рассеяния от частоты для E -волны (а) и H -волны (б): кривая 1 отвечает металлическому цилиндру, кривая 2 — металлическому цилиндру со слоем диэлектрика

нии обратного рассеяния картина оказывается размытой. Частоты «пиков» в рассеянных полях в направлениях прямого и обратного рассеяний зависят от распределения вторичных источников вдоль окружности цилиндра. Эти частоты оказываются близкими, но не совпадают.

На рис. 3 показана частотная зависимость полного поперечника рассеяния цилиндра с покрытием, определяемого как

$$\sigma = \frac{2}{\pi k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi = \frac{\pi^2}{k} \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m |R_m^{(3)}|^2, \quad (4)$$

где $\Phi(\varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m R_m^{(3)} \cos(m\varphi)$ — диаграмма рассеянного поля в дальней зоне. Кривая 1 показывает результаты расчёта для металлического цилиндра с радиусом 3,5 см (что равно радиусу всей структуры), а кривая 2 соответствует металлическому цилиндру с покрытием. Как видно из рисунка, общий характер частотной зависимости определяется металлическим объектом, а наличие слоя диэлектрика приводит к некоторым изменениям, главное из которых — появление системы «пиков» («быстрых» вариаций), связанной с модовой структурой распределения поля в диэлектрическом покрытии. Как видно, резонансы в диэлектрическом покрытии влияют и на поведение поперечника рассеяния: усреднение рассеянного поля по азимуту не сглаживает полностью систему резонансных «пиков».

Иными словами, металлический цилиндр, покрытый слоем диэлектрика, характеризуется сечением рассеяния, которое резко изменяется с вариацией частоты падающей плоской волны. Поэтому минимум отражений всегда соседствует по частоте с максимумом и рассеянное поле резко и существенно (в несколько раз) изменяется при изменении частоты. Отсюда становится ясным, что диэлектрическое покрытие ослабляет рассеяние в данном направлении на некоторых частотах, но не способно сделать цилиндр невидимым в широком диапазоне частот.

До сих пор мы рассматривали покрытие из обычного диэлектрика. Интересно построить решение для покрытия, обладающего отрицательной диэлектрической или магнитной проницаемостью, или когда обе они отрицательны. Среды с $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$ называют «левыми» [5–7]. Поведение волн в таких средах часто оказывается необычным, что демонстрируется на рис. 4. Здесь сравнивается мгновенное пространственное распределение амплитуды электрического поля $E_z(t)$ для двух характерных рассеивателей. Частота падающей волна равна 15 ГГц. Рисунок 4а показывает, как плоская волна, падающая справа, огибает цилиндрическое препятствие из метаматериала с радиусом 3 см, помещённое в центр рисунка. Видно, что при $n = -1$ ($\varepsilon = -1$

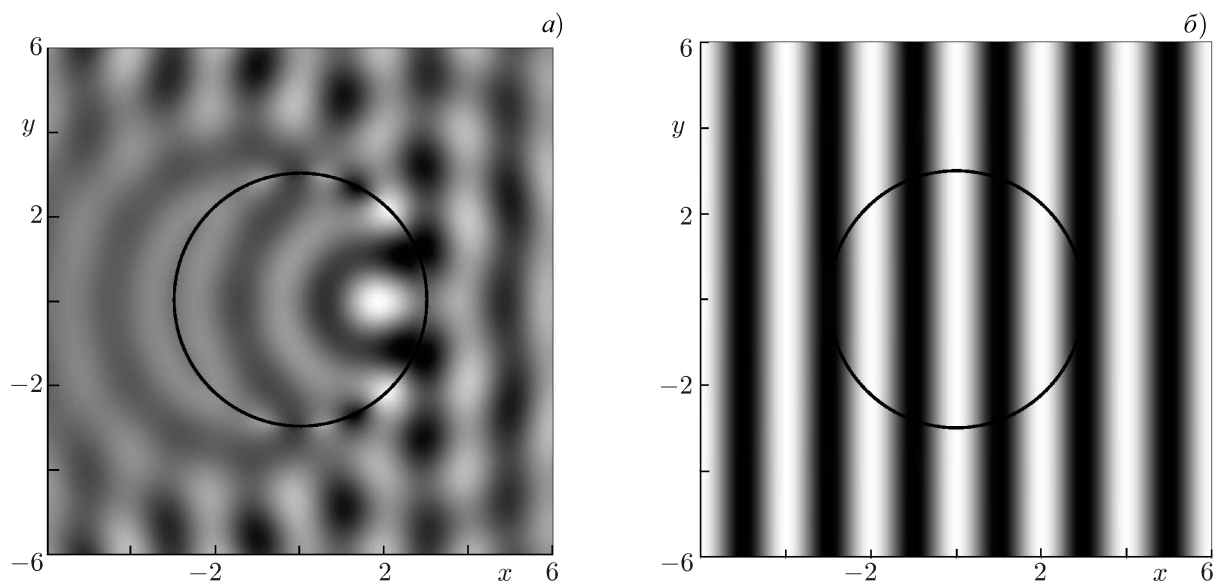


Рис. 4. Мгновенное пространственное распределение амплитуды электрического поля $E_z(t)$ при $t = 0$ вокруг цилиндра из метаматериала с $n = -1$ (а) и диэлектрического цилиндра с $n = 1,001$ (б) в случае E -волны

и $\mu = -1$) падающее поле возмущается и фокусируется сразу за передней стенкой препятствия. Рисунок 4б соответствует такой же геометрии, но коэффициенту рефракции $n = 1,001$. Он показывает, что заметных изменений в распределении поля не наблюдается и картина остаётся практически такой же, как и при распространении плоской волны в свободном пространстве. Таким образом, цилиндрический объект, у которого коэффициент преломления всего лишь изменил знак и вместо 1 стал равным -1 , становится сильным рассеивателем.

Отражательные свойства цилиндра с покрытием зависят не только от частоты падающего поля, но и от величин диэлектрической и магнитной проницаемостей покрытия. Это демонстрируется графиками рис. 5. Здесь на рис. 5а–г приведены частотные зависимости полного погонного поперечника рассеяния для набора положительных и отрицательных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей, которые соответствуют как обычным диэлектрикам, так и метаматериалам. График на рис. 5б показывает уже знакомую нам зависимость сечения рассеяния от частоты для $\varepsilon = 4$ и $\mu = 1$. График на рис. 5в отвечает рассеянию на цилиндре, покрытом «левой» средой с $\varepsilon = -4$ и $\mu = -1$. Из него видно, что в метаматериале также возникает модовая структура поля, напоминающая аналогичную структуру в случае обычной среды. Однако «ступени» в графике имеют иную ориентацию, а «быстрые» изменения по частоте практически отсутствуют. Это можно объяснить более слабым «затеканием» токов вторичных источников в область тени, если покрытие выполнено из «левого» материала. Графики на рис. 5а и г отвечают метаматериалам, имеющим одну отрицательную проницаемость: $\varepsilon = -4$, $\mu = 1$ и $\varepsilon = 4$, $\mu = -1$ соответственно. В первом случае можно говорить, что цилиндр покрыт «плазменной» оболочкой, а во втором — магнитоактивной средой. В этих двух случаях поперечники рассеяния ведут себя качественно одинаково. Они резко убывают с ростом частоты, а на это изменение налагаются сравнительно быстрые осцилляции с небольшой амплитудой.

Верхние графики на рис. 5 наглядны, но неудобны, особенно если речь идёт об оценке влияния электрических и магнитных параметров покрытия на рассеяние. Такое влияние проиллюстрировано на нижних трёх графиках (рис. 5д, е и ж). Здесь представлены непрерывные изменения полного поперечника рассеяния при изменяющихся параметрах покрытия для трёх фиксирован-

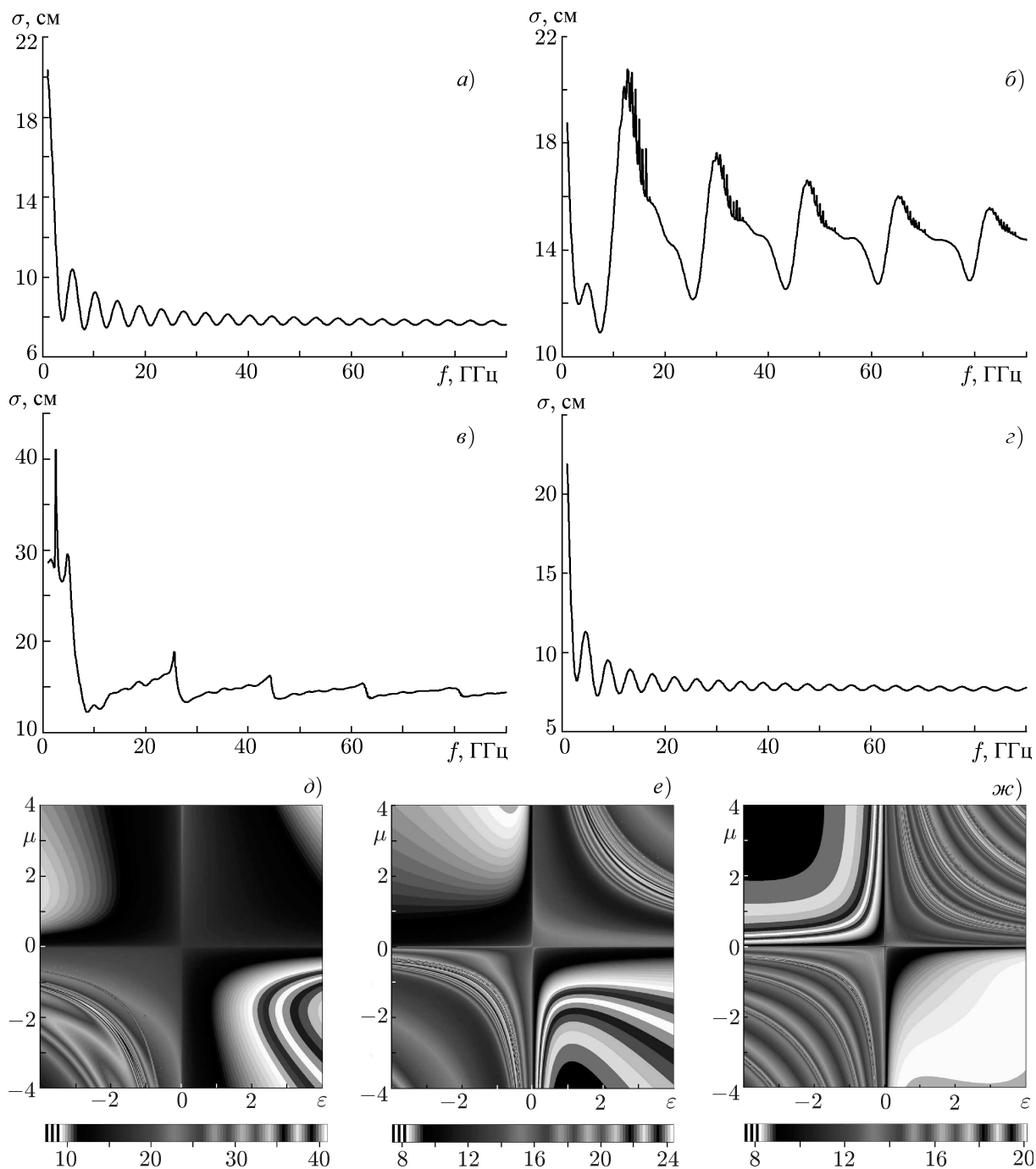


Рис. 5. Зависимость полного погонного поперечника рассеяния от частоты при различных значениях диэлектрической и магнитной проницаемостей покрытия: $\epsilon = -4, \mu = 1$ (а); $\epsilon = 4, \mu = 1$ (б); $\epsilon = -4, \mu = -1$ (в) и $\epsilon = 4, \mu = -1$ (г) и поперечника рассеяния в зависимости от диэлектрической и магнитной проницаемостей для частот $f = 3$ ГГц (д), $f = 10$ ГГц (е), $f = 30$ ГГц (ж). Рассматривается E -волна

ных частот $f = 3, 10$ и 30 ГГц. При расчётах геометрические размеры цилиндра и покрытия оставались прежними (радиус металлического сердечника равен 3 см, толщина покрытия — $0,5$ см), а диэлектрическая и магнитная проницаемости изменялись в пределах от -4 до $+4$. Значения

последних отложены по осям абсцисс и ординат. Амплитуда сечения рассеяния показана тёмной заливкой, а соответствующие шкалы приведены под графиками.

В координатах ε, μ видны системы максимумов и минимумов сечения рассеяния (см. рис. 5а–г), которые формируют в первой и третьей четвертях на рис. 5д–ж, отвечающих обычной и «левой» средам, набор гипербол. Данные легко экстраполировать к новым значениям параметров, если нам известно поведение рассеяния для некоторых условий. Профили во второй и четвёртой четвертях (отвечающих «полулевым» средам) имеют более сложную форму и сильно отличаются друг от друга. Здесь простая экстраполяция данных вряд ли возможна.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе проведены расчёты дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре с покрытием, диэлектрическая и магнитная проницаемости которого принимают как положительные, так и отрицательные значения. Использовалось известное строгое электродинамическое решение. Перечислим основные результаты работы.

Показано, что в рассматриваемой задаче резонансы отсутствуют, а наблюдается фокусировка и интерференция поля, обогнувшего препятствие, напоминающая дифракцию плоской волны на краю экрана.

Свойства рассеянной радиоволны зависят от структуры поля в слое материала, покрывающего металл (т. е. характерных вторичных источников, наведённых падающей волной). Возникновение новой радиальной моды в слое покрытия приводит к образованию «пачек» в частотной зависимости обратного рассеяния и «ступенек» в аналогичной зависимости для рассеяния вперёд, на которые налагаются быстрые осцилляции. Тонкая частотная структура «пачек» и быстрые изменения по частоте на «ступенях» связаны с азимутальным распределением вторичных источников поля.

По сравнению с чисто металлическим цилиндром покрытие может вдвое ослабить обратное рассеяние на некоторых частотах, однако при этом на близлежащих частотах коэффициент отражения возрастает до полутора раз. В ступенчатой частотной зависимости рассеяния вперёд также присутствуют быстрые вариации, амплитуда которых достигает 10 % от уровня «ступеней».

Положения максимумов и минимумов амплитуды поля, рассеянного вперёд и назад, близки, но не совпадают. Поэтому быстрые изменения сохраняются и в частотной зависимости полного сечения рассеяния цилиндра с покрытием.

Применение покрытий не ослабляет отражений объекта в широком диапазоне частот. В то же время частотная зависимость отражённого поля позволяет формулировать и решать обратную задачу, т. е. находить параметры покрытия по рассеянному сигналу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Величко Е. А., Николаенко А. П. // Радиофизика и радиоастрон. 2013. Т. 18, № 1. С. 65.
2. Величко Е. А., Николаенко А. П. // Радиофизика и электроника. 2009. Т. 14, № 1. С. 11.
3. Величко Е. А., Николаенко А. П. // Радиофизика и электроника. 2010. Т. 1 (15), № 3. С. 17.
4. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции (формулы, графики, таблицы). М.: Наука, 1968. 344 с.
5. Веселаго В. Г. // Успехи физ. наук. 1967. Т. 92, № 3. С. 517.
6. Pendry J. B., Smith D. R. // Phys. Today. 2004. V. 57, No. 7. P. 37.
7. Анютин А. П. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 9. С. 1029.

Поступила в редакцию 22 июля 2013 г.; принята в печать 23 сентября 2013 г.

SCATTERING OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE BY A METAL CYLINDER WITH DIELECTRIC OR METAMATERIAL COATING

E. A. Velichko and A. P. Nickolaenko

The problem of diffraction of a plane electromagnetic wave by a perfectly conducting infinitely long cylinder with coating for the cases of the E and H waves is solved. Calculations are performed using the classical electrodynamic solution, which allowed us to develop the spatial field distribution in the covering dielectric layer and compare it with that of the scattered field. To reveal the relation among the characteristics of the scattered field in the far zone and its structure in the dielectric layer, calculations were performed for various relationships between the wavelength and coating thickness. It is shown that appearance of the sharp azimuthal and frequency irregularities in the reflected field is related to the coating resonances since the azimuthal structure of the scattered field is a function of the spatial distribution of the secondary sources in this layer, whereas the fine structure of the fast variations with frequency is related to variations in the azimuthal distribution of the secondary-source currents. It is demonstrated that using dielectric coatings, one cannot render the metal cylinder invisible in the wide frequency range.