

Е. А. Величко, А. П. Николаенко

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ
НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: sasha@ire.kharkov.ua

С помощью решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрическом цилиндре построена численная модель, позволяющая рассчитать полное и рассеянное поля в пространстве вокруг цилиндра для случаев E - и H -поляризации. Сравниваются пространственные распределения амплитуды полного поля на металлическом и диэлектрическом цилиндрах для двух частот (высокой и низкой) при рассеянии плоской волны E - и H -поляризации. Построены угловые диаграммы полного и рассеянного электромагнитных полей для таких же частот и поляризации. Анализируется явление, аналогичное явлению Брюстера при падении плоской электромагнитной волны на диэлектрик (плоскость). Показано, что в случае цилиндра большого радиуса это явление имеет место в некотором интервале углов падения. Ил. 5. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: радиоволна, рассеяние, дифракция, круговой цилиндр.

В целом ряде практических задач (локация диэлектрических и, в частности, биологических объектов, диэлектрические антенны в режиме приема, рассеяние электромагнитных волн на диэлектрических опорах и т. д.) возникает необходимость решения задачи дифракции на конечных диэлектрических телах, в том числе на диэлектрическом цилиндре (ДЦ). В работах [1, 2] рассмотрена задача дифракции плоской волны на ДЦ (при осевом и произвольном падении) и металлическом цилиндре (МЦ) со слоем диэлектрика. Задачи решались численно методом интегральных уравнений, посредством сведения к системе линейных алгебраических уравнений. В работе [3] решена задача дифракции плоской волны на МЦ с неоднородным магнитодиэлектрическим покрытием на основе комбинированного использования объемных и поверхностных интегральных уравнений. В работе [4] получено точное решение задачи рассеяния падающей плоской волны на массиве параллельных круговых диэлектрических и/или проводящих цилиндров.

Целью нашей работы является построение численной модели дифракции плоской волны на ДЦ при произвольных потерях в его материале. Для этого используется самая современная библиотека стандартных программ *IMSL* в системе программирования *Visual Fortran*. Такая задача остается актуальной, поскольку модель должна быть применима в широком диапазоне длин волн без использования приближенных и асимптотических выражений для бесселевых функций.

Классическая задача рассеяния плоской электромагнитной волны на бесконечном цилиндре рассматривалась различными авторами, ее решение приведено во многих источниках, например [5–10]. Особенностью нашей модели является использование разложений [10] по бесселевым функциям комплексного аргумента, вычисляемых с помощью *IMSL*. Это позволяет расширить диапазон получения точных данных в широком диа-

пазоне параметров, рассмотреть реалистические ситуации, связанные с учетом произвольных потерь в диэлектрике или с конечной проводимостью МЦ. По постановке и методу решения наиболее близкой к нашей работе оказалась [11], в которой представлены результаты пространственного распределения магнитной компоненты поля внутри и вне цилиндра при рассеянии плоской электромагнитной волны на бесконечном круговом ферритовом цилиндре произвольного радиуса. Отличия состоят в том, что мы рассматриваем диэлектрик, а не феррит, приводим результаты расчетов для двух поляризации (E и H) и для больших значений безразмерного волнового параметра ka (в работе [11] значения параметра ka не превышали единицы).

В нашей предыдущей работе [12] рассматривалась дифракция плоской электромагнитной волны на МЦ и было рассчитано пространственное распределение полного и рассеянного полей для случая E -поляризации. В настоящей работе рассматривается случай ДЦ для E - и H -поляризации и приводится решение для проводящего цилиндра в случае H -поляризации. Сравниваются пространственные распределения амплитуд полей E - и H -волн, дифрагировавших на МЦ и ДЦ, и приводятся угловые диаграммы полного и рассеянного полей для этих же случаев. В заключение обсуждается явление Брюстера при рассеянии плоской волны на ДЦ большого радиуса ($a \gg \lambda$).

В данной работе мы не ставили цель исследовать характеристики полей в зависимости от величины проводимости цилиндра, но такая возможность имеется, так как используемые нами разложения позволяют выполнить расчеты для любой комплексной диэлектрической проницаемости цилиндра. Мы планируем впоследствии промоделировать дифракцию волн на МЦ и ДЦ с различными покрытиями, включая метаматериалы («левые» среды).

1. Постановка задачи. Рассматривается пространственное распределение электромагнитного поля при падении плоской электромагнитной волны на однородный ДЦ бесконечной длины. Рассеиватель радиусом $a = 1$ см находится в начале системы координат в вакууме, а его ось направлена вдоль оси z (рис. 1). Вдоль оси x справа налево на него падает плоская монохроматическая волна единичной амплитуды и частоты ω . Используется временная зависимость вида $e^{i\omega t}$, поэтому падающая волна представляется в виде $E_z^{inc} = e^{i\omega t}$.

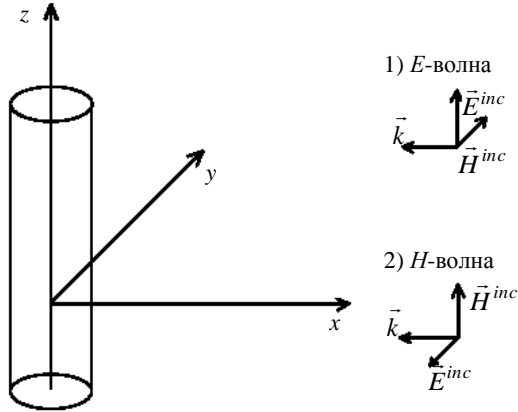


Рис. 1. Геометрия задачи

Векторная задача сводится к двум скалярным, которые отличаются поляризацией поля, показанной на рис. 1. В первой из них вектор электрического поля параллелен оси цилиндра $\vec{E}^{inc} = \vec{E}_z = \vec{E}_\parallel$, а вектор магнитного поля перпендикулярен ей $\vec{H}^{inc} = \vec{H}_y = \vec{H}_\perp$. Такая волна называется поперечно-магнитной [2] или E -волной. Вторая волна поляризована таким образом, что вектор магнитного поля параллелен оси цилиндра $\vec{H}^{inc} = \vec{H}_z = \vec{H}_\parallel$, а вектор электрического перпендикулярен оси $\vec{E}^{inc} = \vec{E}_y = \vec{E}_\perp$. Эта волна называется поперечно-электрической [6], и по аналогии с волноводной терминологией мы будем называть ее H -волной.

Полное электрическое или магнитное поле представляется как сумма падающего и рассеянного полей [5–10, 12], а компоненты поля выражаются через скалярную функцию U , для которой справедливо уравнение Гельмгольца

$$(\Delta - \gamma^2)U = 0, \quad (1)$$

где Δ – оператор Лапласа; $\gamma^2 = i\mu\omega(\sigma + i\varepsilon\omega)$ – квадрат постоянной распространения.

Решения для различных поляризаций поля имеют похожий вид, отличия возникают только вследствие различных граничных условий. В дальнейшем мы воспользуемся формальным

решением задачи [10] в виде разложения по модифицированным функциям Бесселя первого и второго рода $I_m(\gamma\rho)$ и $K_m(\gamma\rho)$ комплексного аргумента. Построим вычислительный алгоритм в системе программирования *Visual Fortran* и проведем расчет z -компонент электрического и магнитного полей снаружи и внутри цилиндра. Используемое разложение не только формально согласуется с решениями других авторов, но и дает те же численные результаты, если используются такие же параметры задачи, что и в работах [5, 9].

Для случая E -поляризации общее решение вне цилиндра имеет вид

$$E_z = E_z^{inc} + E_z^{sc} = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [I_m(\gamma\rho) + R_m K_m(\gamma\rho)] \cos(m\varphi), \quad (2)$$

где $\delta_0 = 1$ и $\delta_m = 2$ при $m \geq 1$; $R_m = A_m/\delta_m$ – коэффициент отражения цилиндрических волн.

Решение внутри цилиндра ($\rho < a$) имеет вид

$$E_z = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m T_m I_m(\gamma_c \rho) \cos(m\varphi). \quad (3)$$

Здесь T_m – коэффициент прохождения волны через поверхность цилиндра; γ_c – комплексная постоянная распространения внутри цилиндра, равная $\gamma_c^2 = k^2(i\varepsilon'' - \varepsilon')$, где ε' и ε'' – вещественная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости материала цилиндра (волны затухают, если мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости отрицательна $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$).

Коэффициенты отражения R_m и пропускания T_m находим из условия непрерывности тангенциальных компонент поля на границе $\rho = a$. Они имеют следующий вид [10]:

$$T_m = \frac{y[I'_m(\gamma a) + R_m K'_m(\gamma a)]}{y_c I'_m(\gamma_c a)}, \quad (4)$$

$$R_m = \frac{y I'_m(\gamma a) I_m(\gamma_c a) - y_c I_m(\gamma a) I'_m(\gamma_c a)}{y_c I'_m(\gamma_c a) K_m(\gamma a) - y K'_m(\gamma a) I_m(\gamma_c a)}. \quad (5)$$

Используя асимптотические разложения модифицированных функций Бесселя [13, 14], можно показать, что формальное решение для ДЦ при $\varepsilon \rightarrow \infty$ переходит в решение для МЦ, приведенное в работе [12]:

$$E_z = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m \left[I_m(\gamma\rho) - \frac{I_m(\gamma a)}{K_m(\gamma a)} K_m(\gamma\rho) \cos(m\varphi) \right]. \quad (6)$$

Для случая H -поляризации поле вне цилиндра ($\rho > a$) равно

$$H_z = H_z^{inc} + H_z^{sc} = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [I_m(\gamma\rho) + R_m^* K_m(\gamma\rho)] \cos(m\varphi). \quad (7)$$

Внутри цилиндра ($0 < \rho < a$) поле имеет вид

$$H_z = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m T_m^* I_m(\gamma_c \rho) \cos(m\varphi). \quad (8)$$

Выражения для коэффициентов отражения R_m^* и прохождения T_m^* H -волны равны:

$$T_m^* = \frac{\eta [I_m'(\gamma a) + R_m^* K_m'(\gamma a)]}{\eta_c I_m'(\gamma_c a)}, \quad (9)$$

$$R_m^* = \frac{\eta I_m'(\gamma a) I_m(\gamma_c a) - \eta_c I_m(\gamma a) I_m'(\gamma_c a)}{\eta_c I_m'(\gamma_c a) K_m(\gamma a) - \eta K_m'(\gamma a) I_m(\gamma_c a)}, \quad (10)$$

где $\eta = 1/\gamma$; $\eta_c = 1/\gamma_c$.

Легко получить решение задачи рассеяния плоской H -поляризованной волны на МЦ. Поле внутри идеально проводящего цилиндра равно нулю, а на поверхности тангенциальное электрическое поле $E_\varphi = 0$. Отсюда $R_m^* = -\frac{I_m'(\gamma a)}{K_m'(\gamma a)}$, и мы

получаем следующее выражение для магнитного поля:

$$H_z = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m \left[I_m(\gamma \rho) - \frac{I_m'(\gamma a)}{K_m'(\gamma a)} K_m(\gamma \rho) \cos(m\varphi) \right]. \quad (11)$$

Конечный верхний предел суммирования для приведенных формул обсуждался нами [12] для задачи рассеяния на МЦ. Было показано, что при суммировании в (6) и (11) достаточно учитывать несколько десятков членов ряда. В приведенных ниже расчетах учитывалось 100 членов.

2. Результаты численного моделирования. На рис. 2 сравниваются пространственные распределения амплитуды полного поля при рассеянии плоской волны E -поляризации на МЦ (рис. 2, а, в) и на ДЦ без потерь ($\varepsilon' = 4$, $\varepsilon'' = 0$; рис. 2, б, г). Показана область пространства $x \in [-3; +3]$ см и $y \in [-3; +3]$ см, в центре которой находится цилиндр радиусом $a = 1$ см.

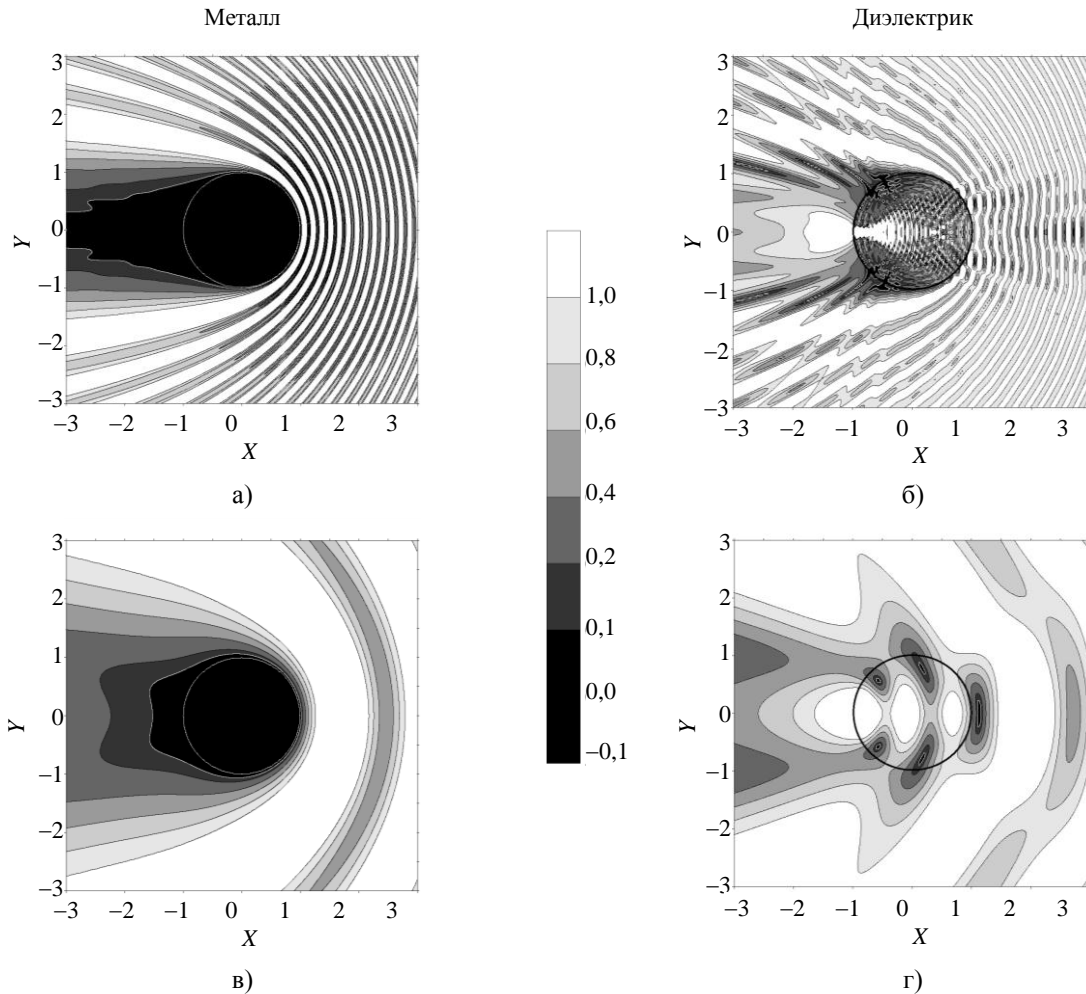


Рис. 2. Пространственное распределение полного поля E -поляризации на двух частотах: а, б) – высокая частота $f = 100$ ГГц; в, г) – низкая частота $f = 10$ ГГц

На рис. 2, б, г сечение ДЦ обозначено окружностью. Амплитуда поля показана заливкой, а соответствующая шкала приведена между графиками. Графики на рис. 2, а, б построены для «высокой» частоты падающего поля, равной 100 ГГц ($ka = 20,9$), а на рис. 2, в, г – соответствуют частоте 10 ГГц ($ka = 2,09$).

Плоская волна падает справа налево, и в случае проводящего препятствия позади него возникает область тени (рис. 2, а, в). Если на низкой частоте область тени находится вблизи препятствия (рис. 2, в), то на высокой частоте (рис. 2, а) она расширяется и приближается к геометрической ширине цилиндра. Справа от препятствия наблюдается классическая картина интерференции прямой и отраженной волн. В направлении обратного рассеяния расстояние между пиками амплитуды полного поля равно половине длины падающей волны.

Если препятствие представляет собой диэлектрик, то электромагнитная волна проникает внутрь него (рис. 2, б, г). Видно, что в диэлектрике расстояние между пучностями поля уменьшается по сравнению с распределением поля снаружи цилиндра (рис. 2, г). Поле вне цилиндра имеет более сложное строение, чем в случае металлического препятствия. Так, вблизи границы раздела возникают резкие «смещения» амплитудных максимумов и минимумов, особенно заметные на рис. 2, г.

Важно отметить, что снаружи диэлектрического препятствия возникают изолированные секторы, в которых амплитуда полного поля близка к единице и почти не изменяется с расстоянием: она ведет себя так, как если бы цилиндр «не существовал». Между такими областями невозмущенной амплитуды лежат зоны, где интерференционные минимумы и максимумы выражены очень ярко, а период пространственных осцилляций зависит от угла рассеяния. Зоны ослабленной и усиленной интерференции особенно ярко видны на рис. 2, б.

Очевидно, что зоны «без отражений» (рис. 2, б) наложены на регулярный профиль интерференции (рис. 2, а). Это обстоятельство позволяет интерпретировать их как результат дополнительной интерференции трех волн: падающей волны; волны, отраженной от передней стенки препятствия; волны, отраженной от задней стенки ДЦ. Эта третья волна фокусируется на цилиндре, что и обуславливает появление «секторной» модуляции, наложенной на регулярное рассеяние от металлического объекта.

На рис. 3 приведены пространственные распределения амплитуды полного поля при рассеянии H -волны на МЦ и ДЦ на тех же частотах и при той же самой диэлектрической проницаемости препятствия.

Сравнивая между собой рис. 2, а и 3, а, видно, что МЦ не создает четкой однородной области геометрической тени для волн H -поляризации. Поле, конечно, ослабляется препятствием, но не становится исчезающе малым. Это обстоятельство хорошо известно, оно используется в поляризационных фильтрах из металлических нитей или стержней, которые пропускают H - и отражают E -волны. Сравнивая рис. 2, б и 3, б, мы обнаруживаем, что амплитуда H -поляризованного поля внутри диэлектрика заметно возрастает – волна легко проникает внутрь цилиндра. Общее распределение поля вне цилиндра не сильно отличается от случая E -поляризации, здесь также наблюдаются секторы, где амплитуда полного поля остается неизменной и близкой к единице, а также секторы усиления интерференции. Правда, положение секторов «без отражений» изменилось с поляризацией падающей волны. На рис. 3, г на низкой частоте наблюдается характерное изменение распределения поля позади препятствия, объясняемое фокусировкой волн и возникновением каустик.

3. Диаграммы направленности рассеянного и полного полей. На рис. 4 в полярных координатах построены угловые диаграммы полного и рассеянного полей для случаев E - и H -поляризации при дифракции плоской электромагнитной волны на однородном ДЦ. Расчеты проводились при фиксированном расстоянии от центра цилиндра, равном $r = 10$ см. Графики рис. 4, а, в показывают амплитуду рассеянного поля, рис. 4, б, г – полного. Из графиков рис. 4, а, в видно, что с повышением частоты главный лепесток диаграммы рассеяния становится узким и сильно вытягивается в область тени, а число боковых лепестков при этом увеличивается. Из графиков рис. 4, б, г видно, что число лепестков в диаграммах полного поля для обеих поляризаций также увеличивается с ростом частоты. Как видно, угловые диаграммы полного поля E - и H -поляризации, рассчитанные для одной и той же частоты, очень похожи друг на друга, различие состоит только в характере обратного рассеяния (отражения в область $\varphi = 0$). Здесь полное поле H -поляризации имеет максимум, тогда как у E -волны в этой области расположен минимум, т. е. отраженная волна гасит падающее поле.

4. Явление Брюстера. При падении плоской волны на диэлектрическую пластину возникает явление Брюстера. Подобное явление должно наблюдаться и при рассеянии плоской волны на цилиндре большого, по сравнению с длиной волны, радиуса. Решение задачи о наклонном падении плоской электромагнитной волны из вакуума на плоский диэлектрик хорошо известно, как и явление Брюстера [15]. Мы опу-

стим формальные соотношения, которые отличаются от [15] только тем, что у нас граница диэлектрик-вакуум ориентирована вертикально, волна падает справа налево, а зависимость от времени выбирается в виде $e^{i\omega t}$.

Если отраженный и преломленный лучи образуют прямой угол, то из закона преломления следует

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} / \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}, \quad (12)$$

где ε_i и μ_i – суть диэлектрическая и магнитная проницаемости сред 1 и 2.

Угол падения α , определяемый выражением (12), называется углом полной поляризации, или углом Брюстера. Если излучение произвольной поляризации падает под этим углом на плоскую границу раздела, то отражается только E -волна, а H -волна полностью проходит во вторую среду.

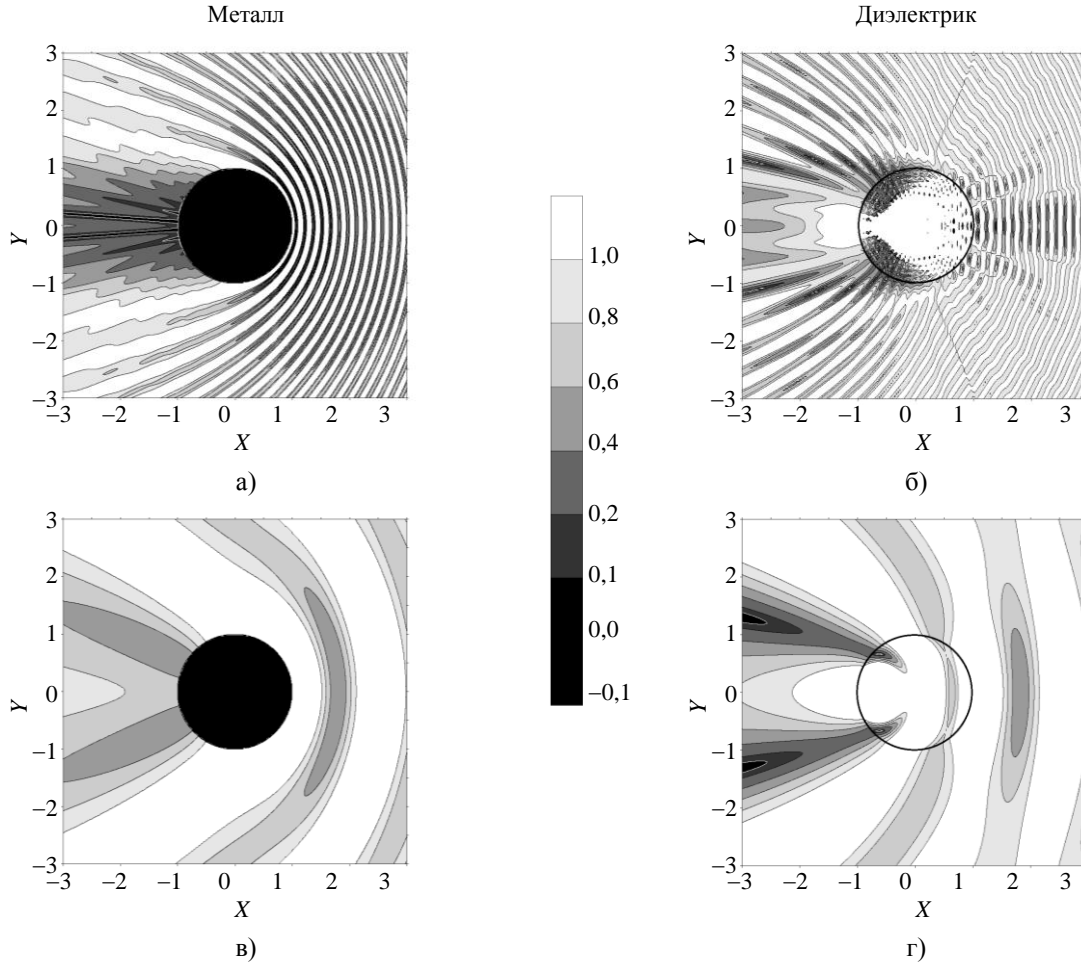


Рис. 3. Пространственное распределение полного поля в случае H -поляризации падающей волны для двух частот: а, б) $f = 100$ ГГц; в, г) $f = 10$ ГГц

Коэффициент отражения H -поляризованной волны равен

$$R = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}. \quad (13)$$

Очевидно, чтобы R обратился в нуль, отраженный и преломленный лучи должны составлять прямой угол, т. е. $\operatorname{tg}(\alpha + \beta) = \infty$. Для $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 = 4$ угол Брюстера $\alpha = 63,4^\circ$.

На рис. 5, а, в представлены результаты расчета полей. Здесь показана не амплитуда, а вещественная часть z -компонент электрического и магнитного полей, что является «мгновенным

снимком» пространственного распределения поля в момент времени $t = 0$. Бегущая волна единичной амплитуды на рис. 5 представляет собой систему прямолинейных максимумов и впадин. Частота равна 10 ГГц. Возле каждого рисунка приведены пиктограммы лучей падающей, преломленной и отраженной волн. Рис. 5, а, в построены для плоской границы раздела, а рис. 5, б, г – для цилиндра большого радиуса.

Для случая E -поляризации справа от границы возникает смешанный режим волн. Здесь видна система локальных максимумов и минимумов поля, которые «скользят» во времени вдоль

границы (вдоль оси OY). Перемещение экстремумов вдоль оси OX отсутствует.

Явление Брюстера на графиках должно проявляться следующим образом: регулярная «полосатая» структура поля должна терпеть из-

лом на границе. Другими словами, справа от границы присутствует система регулярных гребней и впадин, а слева от нее наблюдается та же система, только развернутая под другим углом (рис. 5, в).

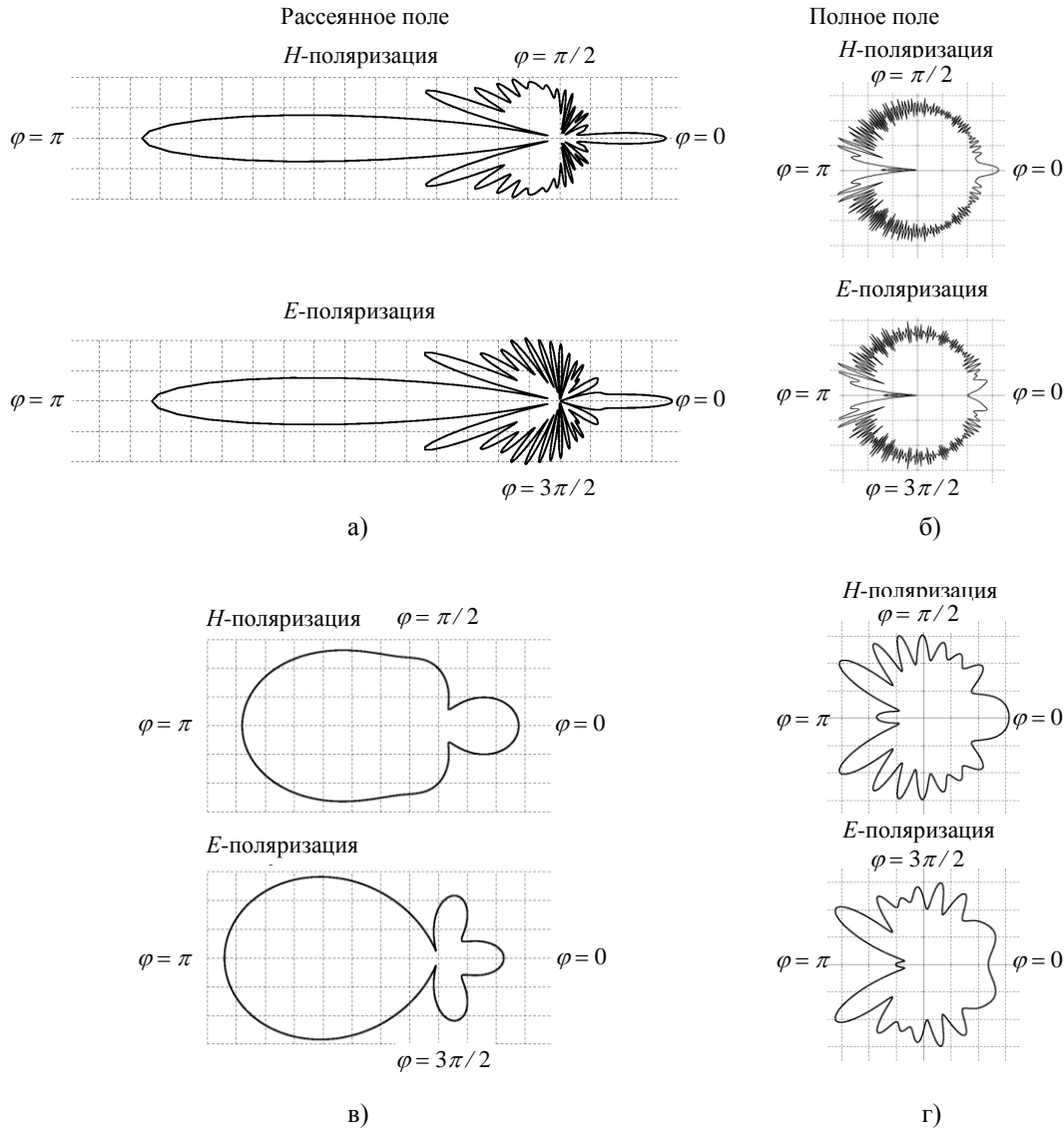


Рис. 4. Диаграмма направленности рассеянного цилиндром поля для E - и H -поляризаций на различных частотах: а, б) – $f_1 = 100$ ГГц; в, г) – $f_2 = 10$ ГГц

Распределение поля плоской волны при рассеянии на цилиндре большого радиуса ($a \gg \lambda$) должно напоминать решение для плоской границы (рис. 5, б, г). При падении плоской волны на цилиндр угол падения изменяется при движении вдоль поверхности раздела. Поэтому явление Брюстера может реализоваться в узком интервале углов. Пространственное распределение вещественной части поля E - и H -поляризации показано на рис. 5, б, г в окрестности точки

$(X_0, -Y_0)$. Использована «повернутая» система координат $X'Y'$, перпендикулярная радиусу цилиндра. Ориентация осей системы координат и лучи показаны на пиктограммах. Мы полагали радиус цилиндра $a = 40$ см, $\lambda = 3$ см ($f = 10$ ГГц) $X_0 = a \cos(\alpha)$, $Y_0 = a \sin(\alpha)$, где α – угол Брюстера. Кроме того, мы предполагали, что в материале цилиндра есть потери, и мнимая часть диэлектрической проницаемости $\epsilon'' = 0,1$.

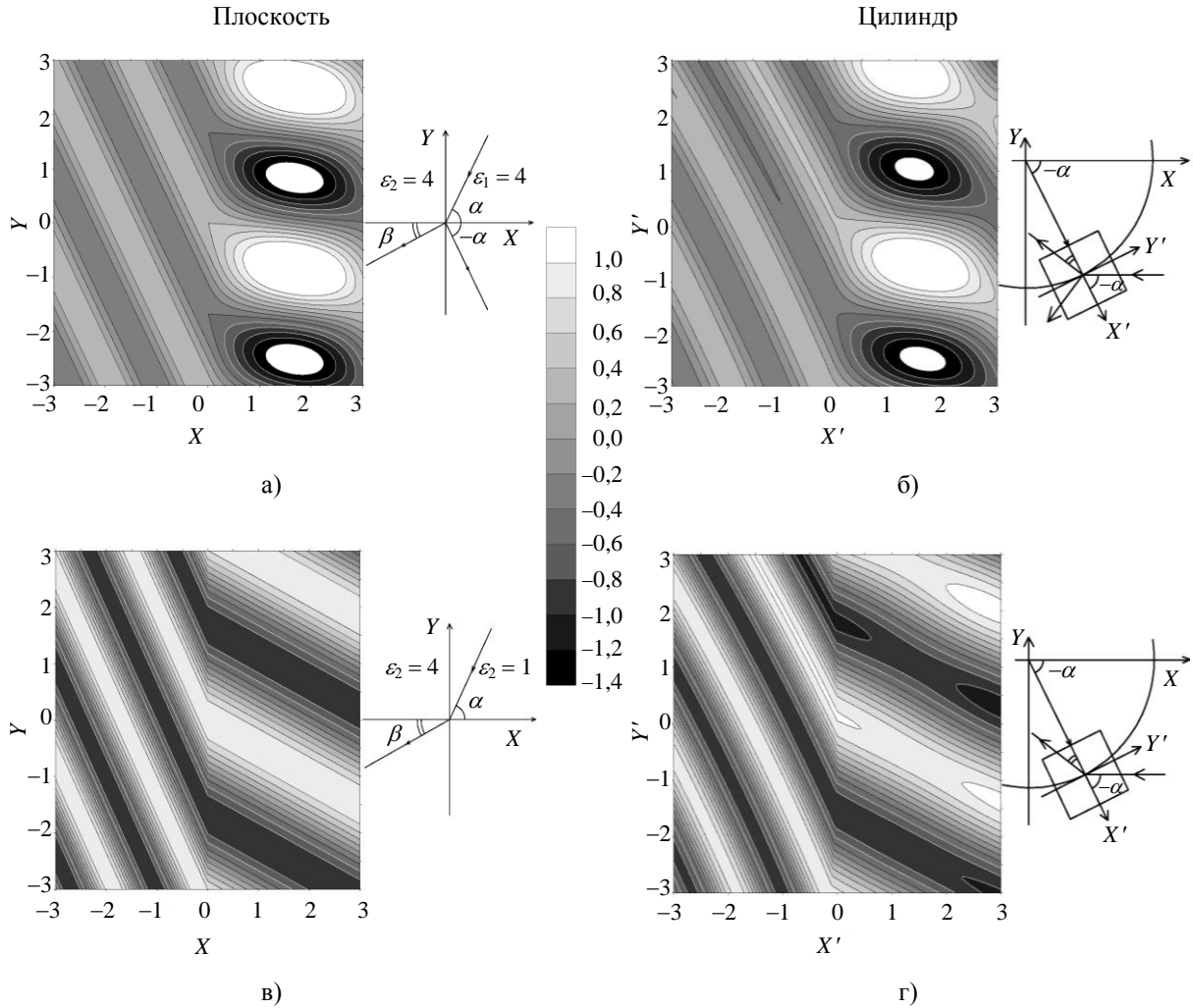


Рис. 5. Пространственное распределение вещественной части электрического и магнитного полей при угле падения, равном углу Брюстера на частоте $f = 10$ ГГц: а, б) $\text{Re}(E_z)$, случай E -поляризации; в, г) $\text{Re}(H_z)$, случай H -поляризации

Из рис. 5, а, б видно, что решения в случае E -поляризации очень похожи. Здесь наблюдается отражение волны от объекта, и справа от него возникает стоячая волна. Как видно из рис. 5, г, для H -поляризации явление Брюстера проявляется на цилиндре в узкой полосе углов падения. Соответствующие точки лежат на оси X рисунка между $x = 1$ и $x = 2$. Здесь, как и на графике рис. 5, в, волна полностью проходит в диэлектрик, и внутри него мы наблюдаем структуру в виде чередующихся светлых и темных полос без стоячего поля. В указанном интервале угол падения волны близок к углу Брюстера, а поскольку цилиндр имеет большой радиус, то волны, отраженные от его «задней стенки», затухают или уходят от этой границы под углами, не способными вызвать интерференцию и создать стоячую волну. Поэтому справа и слева от указанного

интервала стоячие волны видны, а в самой полосе существуют только бегущие волны.

Выводы. С помощью решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на ДЦ построена численная модель, позволяющая рассчитать полное и рассеянное поля в пространстве вокруг цилиндра для случаев E - и H -поляризации.

Выполнены расчеты и произведено сравнение пространственных распределений амплитуды полного поля на МЦ и ДЦ для двух частот (высокой и низкой) при рассеянии плоской волны E - и H -поляризации. Показано, что в случае диэлектрического препятствия в пространственном распределении поля возникают секторы, где амплитуда полного поля постоянна и близка к единице, т. е. секторы, в которых амплитуда рассеянного поля равна нулю.

Проведено сравнение явлений Брюстера для случая плоского диэлектрика и ДЦ большого радиуса. Показано, что полное прохождение H -волны внутрь цилиндра существует и наблюдается в узком интервале вблизи угла Брюстера.

1. Васильев Е. Н. Дифракция плоской волны на идеально проводящем теле вращения с диэлектрической оболочкой / Е. Н. Васильев, З. В. Седелникова, А. Р. Серегина // Изв. вузов. Радиофизика. – 1980. – 23, № 7. – С. 833–840.
2. Васильев Е. Н. Дифракция плоской волны на диэлектрическом цилиндре. Наклонное падение / Е. Н. Васильев, З. В. Седелникова, А. Р. Серегина // Изв. вузов. Радиофизика. – 1986. – 29, № 2. – С. 183–190.
3. Кисель В. Н. Дифракция электромагнитной волны на идеально проводящем цилиндре с неоднородным магнито-диэлектрическим покрытием / В. Н. Кисель, А. И. Федоренко // Изв. вузов. Радиофизика. – 1991. – 34, № 5. – С. 590–594.
4. Elshebani A. Z. Modeling of cylindrical objects by circular dielectric and conducting cylinders / A. Z. Elshebani, A. Kishk // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1992. – 40, N 1. – P. 96–99.
5. Кинг Р. Рассеяние и дифракция электромагнитных волн / Р. Кинг, У. Тай-Цзунь; пер. с англ. под ред. Э. Л. Бурштейна. – М. Изд-во иностр. лит., 1962. – 190 с.
6. Страттон Дж. А. Теория электромагнетизма / Дж. А. Страттон; пер. с англ. под ред. С. М. Рытова. – М. - Л.: ГТТЛ, 1948. – 541 с.
7. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособ. для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
8. Морс Ф. М. Методы теоретической физики / Ф. М. Морс, Г. Фешбах. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 886 с.
9. Потехин А. И. Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн / А. И. Потехин. – М.: Сов. радио, 1948. – 134 с.
10. Wait J. R. Introduction to antennas and propagation / J. R. Wait. – London: Peter Peregrinus Ltd, 1986. – 256 p.
11. Огурцова Т. Н. Возбуждение потока электромагнитной индукции внутри магнитодиэлектрического цилиндра / Т. Н. Огурцова, Ю. Б. Сидоренко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 3. – С. 259–266.
12. Величко Е. А. Моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на металлическом цилиндре / Е. А. Величко, А. П. Николаенко // Радиофизика и элект-рон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 1. – С. 11–18.
13. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы / Г. Б. Двайт; пер. с англ. под ред. К. А. Семендяева. – М.: Наука, 1973. – 228 с.

14. Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. – М.: Наука, 1971. – 1110 с.
15. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф; пер. с англ. под ред. Г. П. Мотулевич. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
Е. А. Velichko, А. Р. Nickolaenko

MODELING OF THE PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING BY A DIELECTRIC CYLINDER

The numerical model was constructed of the plane wave diffraction by a circular cylinder based on the classic solution. This allowed for calculating the spatial distribution of the scattered and the complete fields of the E - and H -polarizations of incident radio wave. The spatial distributions of the full field amplitude were compared in the cases of metallic and dielectric cylinders. Two polarizations and two frequencies were treated. Angular patterns of the scattered and complete fields were constructed. A phenomenon is discussed, which is similar to the Brewsters' effect pertinent to the plane electromagnetic wave incident at the plane dielectric interface. Similar effect appears at the cylindrical boundary within a small range of incident angle.

Key words: radio wave scatter, diffraction by circular cylinder.

О. А. Величко, О. П. Николаенко

МОДЕЛЮВАННЯ РОЗСІЯННЯ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ НА ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ЦИЛІНДРІ

За допомогою розв'язку задачі дифракції плоскої електромагнітної хвилі на діелектричному циліндрі побудовано чисельну модель, що дозволяє розрахувати повне та розсіяне поля у просторі навколо циліндра у випадках E - та H -поляризацій. Порівнюються просторові розподіли амплітуди повного поля на металевому і діелектричному циліндрах для двох частот (високої та низької) при розсіянні плоскої хвилі E - та H -поляризацій. Побудовано кутові діаграми повного і розсіяного електромагнітних полів для таких самих частот та поляризацій. Аналізується явище, аналогічне явищу Брюстера при падінні плоскої електромагнітної хвилі на діелектрик (площину). Показано, що у випадку циліндра великого радіуса це явище спостерігається лише в деякому інтервалі кутів падіння.

Ключові слова: радіохвиля, розсіяння, дифракція, круговий циліндр.

Рукопись поступила 22.02.10 г.