УДК 621.37

ВЛИЯНИЕ ГРАФЕНОВОГО ПОКРЫТИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДВУМЕРНОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА ИЗ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЦИЛИНДРОВ НА ФОКУСИРОВКУ РАДИОВОЛН

Е. А. Величко*, А. П. Николаенко

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

Моделируется дифракция плоской электромагнитной волны с TE-поляризацией на параболической структуре, состоящей из N параллельных круговых цилиндров ($N \sim 50$). Была решена задача дифракции плоской волны на цилиндре с произвольными координатами центра. В проведённых расчётах взаимное влияние отдельных элементов структуры не учитывалось. Исследовано поведение поля в окрестности фокуса рассматриваемой параболической антенны для цилиндров из диэлектрика, диэлектрика с графеновым монослоем и цилиндров с идеальной проводимостью. Обнаружено, что слой графена может приводить к увеличению максимальной амплитуды поля в фокусе почти в два раза, приближая диэлектрическую антенну по фокусирующим свойствам к антенне, состоящей из идеально проводящих цилиндров. Показано, что с ростом частоты амплитуда поля в фокусе сильно осциллирует, а сам фокус несколько удаляется от центра системы отражателей. Исследован размер фокального пятна в зависимости от частоты падающего поля, радиусов цилиндров и расстояния между отдельными отражателями. Показано, что поле в окрестности рассматриваемой структуры обладает некоторыми особенностями, а именно имеют место медленные и быстрые осцилляции амплитуды поля при изменении частоты падающей волны.

ВВЕДЕНИЕ

Отражатели различных антенн большого размера часто изготовляют не из сплошных листов, а используют конструкции из сеток, что позволяет существенно снизить вес антенны при сохранении необходимой отражательной способности. При изготовлении портативных антенн диапазонов сверхвысоких и крайне высоких частот вместо металлической сетки приходится переходить к использованию гибких элементов из других материалов, позволяющих многократно складывать и раскладывать отражатель; при этом коэффициент отражения зеркала изменяется и качество фокусировки, как правило, снижается. В данной работе численно промоделировано рассеяние плоской электромагнитной волны на параболической антенне, состоящей из параллельных нитей (цилиндров); в качестве материала нитей использовался как обычный диэлектрик (лавсан), так и диэлектрик с графеновым монослоем. Для сравнения также были рассмотрены нити (цилиндры) с идеальной проводимостью. Электромагнитным взаимодействием между отдельными элементами структуры мы пренебрегаем.

Одним из первых задачу о взаимодействии двух рассеивающих тел рассмотрел Шварцпильд [1, 2]. Метод Шварцпильда относится к итерационным методам; доказано, что последовательность итераций сходится, однако сходимость оказывается очень медленной. в дальнейшем задача рассеяния электромагнитных волн на двух и более цилиндрах рассматривалась многими авторами. Для численного моделирования использовались разные методы и подходы. Тверский в статьях [3, 4] получил приближённое решение для множества параллельных проводящих цилиндров при нормальном падении. в работе [5] рассмотрена задача рассеяния цилиндрической и плоской волн на двух цилиндрах с использованием функции Грина. В статьях [6–8] решается

^{*} elena.vel80@gmail.com

задача дифракции на двух и более параллельных круговых цилиндрах в различных приближениях. Уэйт в работе [9] рассмотрел рассеяние электромагнитной волны на двух цилиндрах малого радиуса из разных материалов при наклонном падении.

Одним из удачных методов оказался метод, предложенный Тверским [3, 4]. Это метод разделения переменных в локальных координатах каждого из цилиндров с использованием теоремы сложения Графа. В монографии Иванова [10] дано исчерпывающее обоснование метода разделения переменных в локальных координатах. Применение теоремы сложения для цилиндрических функций при решении краевой задачи для уравнения Гельмгольца приводит к определению коэффициентов Фурье из бесконечной системы линейных алгебраических уравнений. Матричные уравнения в общем случае не удовлетворяют условиям сходимости. Иванов в монографии [10] обосновал процедуру регуляризации бесконечной системы уравнений, в результате которой исходная система уравнений переводится во вполне регулярную, для решения которой может быть применён метод редукции. Аналогичные задачи, приводящие к скалярному уравнению Гельмгольца, возникают при изучении дифракции звуковых волн [11, 12]. Метод разделения координат использован в ряде работ, в частности в [13, 14].

Целью нашей работы является оценка влияния графеновой оболочки элементарных цилиндрических отражателей на фокусирующие свойства состоящей из них параболической решётки. Диаметры цилиндров и форма параболического двумерного отражателя были фиксированы. Был рассмотрен набор частот падающего излучения, включающий частоты плазмонного резонанса в графеновом покрытии. В результате численного моделирования получены двумерные распределения амплитуды поля вблизи фокального пятна на разных частотах для зеркал, изготовленных из разных нитей. Сравнение данных позволяет оценить эффективность различных зеркал и сделать заключение относительно использования графенового покрытия.

В компьютерном моделировании использовались ранее полученные решения задач дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрическом цилиндре [15], идеально проводящем цилиндре [16] и на диэлектрическом цилиндре с графеновым монослоем [17].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Моделируется рассеяние плоской электромагнитной волны с TE-поляризацией на структуре из N цилиндров (N = 51), ортогональных плоскости xy, оси которых расположены по параболе $y^2 = 2px$ с фокальным параметром p = 48 мм. При этом фокусное расстояние параболоидной структуры оказывается равным 24 мм. В приближении геометрической оптики линия фокуса является бесконечно тонкой, однако с учётом волновых свойств и принципа неопределённости точка фокуса «размывается» на область пространства с размером порядка $\lambda/2$ (λ – длина падающей волны, для частоты 77,25 ГГц $\lambda \approx 3,88$ мм).

Радиусы цилиндров одинаковы и равны a = 0,5 мм, расстояние между осями цилиндров в поперечном направлении составляет $\Delta y_c = 1,5$ мм. Вдоль оси x, справа налево, на структуру падает плоская монохроматическая радиоволна с единичной амплитудой и частотой ω . Используется зависимость от времени вида $\exp(i\omega t)$.

Рассматривается падающая волна с H-поляризацией (т. е. в падающей волне есть только компонента H_z напряжённости магнитного поля). Уравнение падающей волны имеет вид

$$H_z^{\rm inc} = H_{\rm a} \exp(\gamma x) = H_{\rm a} \exp(\gamma r \cos \varphi) = H_{\rm a} \sum_{n = -\infty}^{\infty} I_n(\gamma r) \exp(in\varphi) \,, \tag{1}$$

где $H_{\rm a}$ — амплитуда падающей волны, $\gamma = ik, \, k = \omega/c$ — постоянная распространения волны

Е. А. Величко, А. П. Николаенко

в вакууме, $I_n(\gamma r)$ — модифицированные функции Бесселя I рода n-го порядка, c — скорость света в вакууме.

Компонента H_z полного поля для одиночного цилиндра в области внутри него в локальной цилиндрической системе координат (r, φ) даётся формулой

$$H_z^{\text{int}}(r,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n I_n(\gamma_c r) \exp(in\varphi) , \qquad (2)$$

где T_n — обобщённые коэффициенты прохождения, величина $\gamma_c = \gamma \sqrt{\varepsilon \mu}$ описывает распространение волны в цилиндре, ε и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости материала цилиндра соответственно.

Выражение для компоненты H_z рассеянного поля снаружи цилиндра в локальной системе координат (r, φ) имеет вид

$$H_z^{\rm sc}(r,\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n K_n(\gamma r) \exp(in\varphi) , \qquad (3)$$

где R_n — обобщённые коэффициенты отражения, $K_n(\gamma r)$ — функции Макдональда n-го порядка.

Компонента H_z полного поля в системе из N цилиндров представляет собой сумму рассеянных полей всех цилиндров и поля падающей волны. Так, если точка с координатами (x, y) находится в свободном пространстве (вне области, занимаемой каким-либо цилиндром), то поле в этой точке даётся выражением

$$H_{z}(x,y) = H_{z}^{\rm inc}(x,y) + \sum_{m=1}^{N} H_{z}^{\rm sc}(r_{m},\varphi_{m}), \qquad (4)$$

где (r_m, φ_m) — координаты точки (x, y) в локальной системе координат *m*-го цилиндра, рассеянное поле $H_z^{\rm sc}(r_m, \varphi_m)$ определяется выражением (3) с использованием коэффициентов $R_n^{(m)}$. Если же точка (x, y) оказывается в области, занимаемой цилиндром с номером *m*, то поле в этой точке равно

$$H_z(x,y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n^{(m)} I_n(\gamma_c r_m) \exp(in\varphi_m) \,.$$
(5)

Обобщённые коэффициенты прохождения $T_n^{(m)}$ и отражения $R_n^{(m)}$ для m-го цилиндра определяются из граничных условий на его поверхности с учётом значения комплексной амплитуды падающего поля в центре цилиндра. Для диэлектрического цилиндра без графена граничными условиями являются равенства тангенциальных компонент векторов напряжённости электрического и магнитного полей, в данном случае компонент H_z и E_φ . При наличии графенового монослоя в граничном условии для H_z возникает скачок напряжённости, равный плотности поверхностного тока $j_\varphi = \sigma_{\rm g} E_\varphi$, которая определяется динамической поверхностной проводимостью графена $\sigma_{\rm g}$ и тангенциальной компонентой напряжённости электрического поля E_φ [18]:

$$\left[H_z^{\rm inc}(r,\varphi) + H_z^{\rm sc}(r,\varphi)\right]\Big|_{r=a+0} - H_z(r,\varphi)\Big|_{r=a-0} = -j_{\varphi} = -\sigma_{\rm g} E_{\varphi}(r,\varphi)\Big|_{r=a} .$$
(6)

Отметим, что в расчётах для N цилиндров падающее поле необходимо учитывать один раз, тогда как полное рассеянное поле представляет собой сумму рассеянных полей от каждого цилиндра в отдельности. Полное (суммарное) поле представляет собой сумму падающего и полного рассеянного полей. Согласно расчётам амплитуда рассеянного поля в месте расположения соседнего цилиндра не превышает 0,3 при единичной амплитуде падающей волны, что позволяет не учитывать взаимодействие между цилиндрами.

Е. А. Величко, А. П. Николаенко

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе рассматриваются цилиндры из диэлектрика (а именно, из лавсана с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3,3 - 0,005i$), из лавсана с графеновым монослоем и цилиндры с идеальной проводимостью. В расчётах температура графена взята равной 300 K, химический потенциал графена $\mu_c = 0,25$ эВ, время релаксации носителей заряда в графене $\tau = 1$ пс. Рассчитывается пространственное распределение амплитуды поля H_z для различных частот падающего поля. Зависимость диэлектрической проницаемости лавсана от частоты не учитывалась, т. к. она не вносит кардинальных изменений в результаты расчёта. Одной из частот была выбрана частота плазмонного резонанса в графеновой оболочке лавсановой нити. Известно [17], что плазмонный резонанс существенно изменяет пространственное распределение поля вблизи рассеивающего объекта. Поэтому угловая диаграмма отражения от цилиндра, покрытого графеновой оболочкой, отличается от диаграммы диэлектрического цилиндра без покрытия. Интересно исследовать, как скажутся отличия в свойствах индивидуальных элементов параболической системы отражателей на фокусировке плоской электромагнитной волны. С этой целью на частотах плазмонного резонанса мы сравнили распределение полей двумерных параболических рефлекторов, элементы которых имеют или не имеют графенового покрытия.

Для определения частот плазмонного резонанса в графеновом монослое на одиночном лавсановом цилиндре использовался график зависимости нормированного на 4a сечения рассеяния $\sigma_{\rm sc}$ от частоты $f = \omega/(2\pi)$, показанный на рис. 1. Кривая 1 демонстрирует результаты для цилиндра из лавсана, кривая 2 отвечает рассеянию на лавсановом цилиндре со слоем графена, кривая 3 соответствует цилиндру с идеальной проводимостью. На вставках рис. 1 показаны пространственные распределения амплитуды поля вокруг цилиндров на отдельных частотах максимумов, наблюдаемых у кривой 2 (здесь и далее магнитное поле нормировано на амплитуду падающей волны). Из графиков для сечения рассеяния видно, что слой графена приводит к их существенным изменениям. Широкие резонансные пики, присущие диэлектрическому цилиндру (синяя гладкая кривая 1), уменьшаются по амплитуде и приобретают дополнительные, более узкие экстремумы (красная кривая 2). Как и в работе [17], мы выбрали первый, самый низкочастотный и слабо выраженный максимум в сечении рассеяния на частоте $f_1 = 77,25$ ГГц. Он является плазмонным резонансом графеновой оболочки первого порядка, что подтверждается соответствующим пространственным распределением поля, показанным на вставке рис. 1. Плазмонный резонанс второго порядка наблюдается в графеновой оболочке на частоте 130 ГГц, что хорошо видно на другой вставке. Максимумы сечения рассеяния, начиная с частоты $f_3 = 280 \ \Gamma \Gamma \eta$, связаны с объёмными резонансами электромагнитных волн в диэлектрических цилиндрах. Плазмонные резонансы здесь не наблюдаются, о чём свидетельствуют соответствующие пространственные распределения амплитуды радиоволн в окрестности отражателей, показанные на вставках.

На рис. 2 представлено пространственное распределение амплитуды H_z -компоненты поля. Расчёты проводились в широком диапазоне изменения координат x и y для трёх типов структур: лавсановых цилиндров с графеновым монослоем (рис. 2a), лавсановых цилиндров без графена (рис. 2b) и идеально проводящих цилиндров (рис. 2e). Частота падающего поля равна частоте первого плазмонного резонанса в графене $f_1 = 77,25$ ГГц. На рисунках цилиндры видны в виде маленьких кружков, расположенных по параболе. Один из цилиндров находится в начале системы координат (0; 0), относительно него располагаются ещё 50 цилиндров – 25 вверх и 25 вниз. Расстояние между центрами цилиндров по оси y фиксировано и равно $\Delta y_c = 1,5$ мм. Как видно, излучение фокусируется около координаты x = 24 мм для всех трёх объектов. Очевидно сходство картины поля для рис. 2a и 2e, т. е. лавсановые цилиндры с графеновым монослоем ведут себя подобно идеально проводящим цилиндрам. Из сравнения рис. 2a и b следует, что наличие

Е. А. Величко, А. П. Николаенко



Рис. 1. Зависимость нормированного сечения рассеяния от частоты для лавсановых цилиндров с графеновым покрытием и без покрытия. На вставках показано пространственное распределение величины $|H_z|$ вокруг цилиндров на частотах резонансов кривой 2

слоя графена приводит к увеличению максимальной амплитуды поля в фокусе примерно в 2 раза (что видно из шкалы её значений, приведённой справа от каждого графика). Здесь следует обратить внимание на то, что максимумы сфокусированного поля, как правило, фрагментируются по горизонтали.

Интересно исследовать поведение поля в окрестности фокуса рассматриваемой параболической системы на различных частотах. Для этого обратимся к распределению амплитуды поля H_z вдоль оси x в окрестности фокуса. Результаты расчётов представлены на рис. 3. Здесь частоты соответствуют резонансам одиночного лавсанового цилиндра с графеновым покрытием (максимумам кривой 2 на рис. 1). Как видно из рис. 3, для частоты первого плазмонного резонанса f_1 фокусное расстояние равно 24 мм, при этом максимальное значение амплитуды в фокальной области для лавсана с графеном равно 5,39 (при единичной амплитуде падающей волны), для идеально проводящих цилиндров – 5,53. Подобный расчёт для чисто лавсановых цилиндров показал значение 2,35. Из этого следует, что нанесение графенового покрытия увеличивает максимальное значение амплитуды в фокусе в 2,29 раза по сравнению с чисто лавсановыми цилиндрами.

Также из рис. 3 отчётливо видно, что из-за фрагментации на конкретной частоте, 130 ГГц, для рассматриваемой структуры фокальное пятно расщепляется и в области фокуса наблюдается узел поля. Отмеченная фрагментация, т. е. попадание узла поля в фокальное пятно, представляет, по нашему мнению, значительный интерес.

Е. А. Величко, А. П. Николаенко





Рис. 2. Пространственное распределение амплитуды компоненты H_z вокруг лавсановых цилиндров с графеновым монослоем (*a*), лавсановых цилиндров без графена (*б*) и идеально проводящих цилиндров (*b*). На вставках координаты $x \in [19; 29]$ мм и $y \in [-5; 5]$ мм

Также видно, что с ростом частоты радиосигнала, т. е. для частот f_2 и f_3 , представленных на рис. 3, увеличивается и частота пространственной осцилляции амплитуды поля вблизи фокуса, а сам фокус смещается в сторону бо́льших значений координаты x. Увеличение числа осцилляций поля вдоль оси x при росте частоты падающей волны на рис. 3 объясняется интерференцией радиоволн, отражённых от системы из N цилиндров. Этот эффект можно отнести к влиянию фиксированного раскрыва параболического отражателя в R = 75 мм ($y \in [-37,5;+37,5]$ мм) на радиоволны с уменьшающейся длиной. Угловая ширина индикатрисы рассеяния θ апертуры Rзависит от отношения λ/R . Поэтому для сплошного зеркала продольный размер фокального пятна убывает с частотой как C/f, где C = const.

Проверим, так ли это для двумерного зеркала, образованного системой нитей. Сначала выясним, как изменяется распределение амплитуды поля вдоль координаты x при фиксированном y

Е. А. Величко, А. П. Николаенко



Рис. 4. Амплитуда компоненты H_z полного поля в координатах (x, f) для 51 цилиндра, расположенных по параболе: a) для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем, δ) для лавсановых цилиндров без графена и s) для идеально проводящих цилиндров. Для всех случаев a = 0,5 мм и $\Delta y_c = 1,5$ мм

= 0 за счёт изменений частоты. Для этого построим рельеф амплитуды компоненты H_z полного поля над плоскостью (f, x) в окрестности фокуса. Результаты расчётов представлены на рис. 4. Видно, что в поле присутствуют мелкие и крупные неоднородности (быстрые и медленные осцилляции). Мелкие неоднородности объединяются в большие пятна, размер которых изменяется с частотой (эти большие пятна мы будем называть медленными осцилляциями). Сравнивая между собой рис. 4*a*, *б* и *6*, можно заметить, что для диэлектрических цилиндров с графеновым покрытием и цилиндров без покрытия наблюдаются как медленные, так и быстрые осцилляции, а для идеально проводящих цилиндров отчётливо проявляются только быстрые осцилляции, в то время как медленные осцилляции (крупные пятна) практически исчезли. Очевидно, на распре-

Е.А. Величко, А.П. Николаенко



Рис. 5. Амплитуда компоненты H_z полного поля в координатах (x, f) для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем: a) a = 0,5 мм, $\Delta y_c = 1,5$ мм; $\delta) a = 0,25$ мм, $\Delta y_c = 1,5$ мм

деление поля в фокусе можно повлиять, если изменить апертуру параболы R за счёт расстояния между цилиндрами при неизменном их числе, а также за счёт вариации диаметра самих цилиндрических отражателей при фиксированном расстоянии между ними.

Сначала мы уменьшили радиусы цилиндров, оставив прежними расстояния между их центрами (раскрыв антенны при этом не изменяется). На рис. 5 представлены расчёты для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем и с радиусом цилиндров, уменьшенным в 2 раза (с 0,5 до 0,25 мм). Из сравнения рис. 5*a* и *б* следует, что при уменьшении радиуса в 2 раза количество пятен (медленных осцилляций) также уменьшается примерно в 2 раза (с пяти до двух). Таким образом, моделирование показало, что медленные вариации размеров фокусного пятна с частотой обусловлены размером элементарных отражателей структуры: уменьшение радиуса нитей замедляет эти осцилляции.

Более наглядно влияние диаметра нитей на период осцилляций в фокальном пятне при изменении частоты радиосигнала видно на рис. 6*a*, где построена зависимость модуля компоненты H_z от частоты в фокусе (x = 24 мм, y = 0 мм) для двух значений радиусов цилиндров (a = 0,25и 0,5 мм) при фиксированном $\Delta y_c = 1,5$ мм. Представлены результаты расчёта поля для цилиндров с графеновым монослоем. Зависимость амплитуды поля от частоты для случая a = 0,25 мм сдвинута вниз на 2 единицы для наглядности. Из рис. 6*a* видно, что для радиуса a = 0,25 мм число медленных осцилляций примерно равно 2, а для радиуса a = 0,5 мм оно примерно равно 5, т. е. уменьшение размера цилиндров приводит к увеличению пространственного периода медленных осцилляций и уменьшению их количества. Пояснить это можно следующим образом. Период медленных осцилляций на верхней кривой рис. 6*a* примерно равен 100 ГГц. Эта частота отвечает длине волны 3 мм, что, в свою очередь, примерно равно длине окружности цилиндра с радиусом 0,5 мм. Уменьшение радиуса вдвое увеличило период почти в два раза, что связано с зависимостью характеристик рассеяния на одиночном цилиндре от отношения λ/a .

Интересно также выяснить, насколько похожи графики зависимости медленных осцилляций и сечения рассеяния от частоты для одного и того же объекта. Для этого на рис. 66 мы представили частотные зависимости нормированного сечения рассеяния (кривая 1) и усреднённого значения компоненты H_z амплитуды полного поля для цилиндра из лавсана с графеном радиуса a = 0,5 мм (кривая 2). Напомним, что кривая 1 рассчитывалась для одиночного цилиндра, а кривая 2 – для 51 цилиндра. Видно, что медленные изменения амплитуды компоненты H_z пол-

Е. А. Величко, А. П. Николаенко



Рис. 6. *a*) Зависимость амплитуды компоненты H_z полного поля от частоты для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем при a = 0,25 мм (чёрная кривая), a = 0,5 мм (красная кривая) и фиксированном расстоянии между цилиндрами 1,5 мм; *б*) зависимость нормированного сечения рассеяния от частоты для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем радиуса a = 0,5 мм (кривая 1) и зависимость усреднённого значения амплитуды компоненты H_z полного поля от частоты (кривая 2)



Рис. 7. Амплитуда компоненты H_z полного поля в координатах (x, f) для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем, расположенных по параболе: a) a = 0.25 мм, $\Delta y_c = 1.5$ мм; δ) a = 0.25 мм, $\Delta y_c = 3$ мм

ного поля с частотой близки к ступенеобразным изменениям сечения рассеяния одиночной нити, однако полного совпадения не наблюдается.

Изменим апертуру параболы за счёт вариации расстояния между цилиндрами при их неизменном числе и посмотрим, как изменяется распределение поля в фокусе. Результаты расчётов представлены на рис. 7. Здесь мы зафиксировали радиус цилиндров a = 0.25 мм и увеличили расстояние Δy_c с 1,5 до 3 мм. Интервал частот в расчётах был также увеличен до 1 000 ГГц.

Графики на рис. 7*a* и *б* показывают, что изменение расстояния между осями цилиндров при одном и том же их радиусе не оказывает существенного влияния на распределение поля в фокусе. Более наглядно этот факт виден на рис. 8*a*, где построена зависимость модуля амплитуды поля H_z от частоты в фокусе для двух значений $\Delta y_c = 1,5$ и 3 мм при фиксированном радиусе цилиндров a = 0,25 мм. Здесь так же, как и на рис. 6*a*, зависимость амплитуды поля от частоты для случая $\Delta y_c = 3$ мм сдвинута вниз на 2. Видно, что в любой полосе частот, равной 100 ГГц,

Е.А. Величко, А.П. Николаенко



Рис. 8. *а*) Зависимость амплитуды компоненты H_z полного поля от частоты для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем при одинаковых радиусах цилиндров a = 0,25 мм и различном расстоянии между цилиндрами (3 мм — чёрная кривая, 1,5 мм — красная кривая) и δ) диаграмма направленности рассеянного поля в дальней зоне для лавсановых цилиндров с графеновым монослоем

укладываются 16 периодов быстрых осцилляций. Следовательно, период осцилляций составляет $\Delta f = 6,25 \ \Gamma \Gamma \mu$, что соответствует длине волны 48 мм. Однако это соотношение остаётся справедливым для любого размера апертуры. Можно утверждать, что быстрые осцилляции не связаны с размером апертуры. Интересно оценить диаграмму направленности рассеянного поля в дальней зоне для исследуемых объектов. На рис. 86 мы построили такую диаграмму для 51 цилиндра с графеном. Здесь приводится нормированное на максимум значение амплитуды рассеянного поля, рассчитанное на окружности с радиусом 10 м с центром в точке с координатами (0;0).

В заключение отметим, что рис. 4-8 имеют иллюстративный характер: с их помощью мы пытались установить причину медленных и быстрых осцилляций. Нам удалось выяснить, что медленные вариации с частотой, имеющие характерный период от десятков до сотен гигагерц, определяются радиусом цилиндров и материалом диэлектрика [19]. При увеличении диэлектрической проницаемости материала цилиндров резонансные частоты будут уменьшаться. Это связано с тем, что мы рассматриваем резонансы, для которых $\gamma_{\rm c}a = {\rm const.}$ Следовательно, изменение диэлектрической проницаемости в резонансном условии компенсируется «противоположным» изменением частоты и их произведение остаётся равным той же самой константе. Мы пытались выяснить также причину быстрых изменений, период которых составляет около 15 ГГц, предполагая, что они обусловлены большим пространственным масштабом. Для этого мы сначала увеличили размер апертуры вдвое за счёт увеличения расстояния $\Delta y_{\rm c}$ при таком же количестве отражателей. Оказалось, что это не повлияло на масштаб быстрых осцилляций. Тогда мы изменили количество отражателей, приняв их число равным N = 5 и 9 и сохранив раскрыв антенны 75 мм. Это также не изменило период быстрых осцилляций. Очевидно, они каким-то образом связаны с интерференцией волн, приходящих от системы отражателей, но изменить их период нам не удалось.

выводы

Путём численного моделирования получено пространственное распределение амплитуды поля при рассеянии плоской электромагнитной волны на параболической структуре, состоящей из 51 цилиндра, при различных её параметрах. Исследован размер фокального пятна в зависимости от частоты падающего поля, радиусов цилиндров и расстояния между цилиндрами. Продемонстрировано отличие для случаев металлических и диэлектрических нитей; показано, что нанесение

Е. А. Величко, А. П. Николаенко

графенового монослоя на диэлектрические цилиндры может приводить к почти двукратному увеличению амплитуды поля в фокусе (по сравнению с чисто диэлектрическими цилиндрами), приближая диэлектрическую антенну по фокусирующим свойствам к антенне, состоящей из идеально проводящих цилиндров. При этом пространственное распределение поля принципиально не изменяется. Показано, что поле в окрестности фокуса оказывается фрагментированным и в его пространственном распределении проявляются крупномасштабные и мелкомасштабные (медленные и быстрые) составляющие. Медленные (крупномасштабные) осцилляции связаны с «электрическим» размером сечения цилиндров. Причину быстрых (мелкомасштабных) осцилляций, присущих всем видам элементарных отражателей, в рамках описанного численного моделирования выяснить не удалось.

Авторы выражают свою признательность рецензентам статьи за конструктивную критику, замечания и предложения, которые позволили существенно улучшить данную работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Schwarzschild K. // Math. Ann. 1901. V. 55. P. 177-247. https://doi.org/10.1007/BF01444971
- 2. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. Пер. с нем. М. : Наука, 1964. 428 с.
- 3. Twersky V. // J. Appl. Phys. 1952. V. 23, No. 10. P. 1099–1118. https://doi.org/10.1063/1.1701993
- 4. Twersky V. // IRE Trans. Antennas Propag. 1962. V.10, No.6. P.737–765. https://doi.org/10.1109/TAP.1962.1137940
- 5. Row R. V. // J. Appl. Phys. 1955. V. 26, No. 6. P. 666–675. https://doi.org/10.1063/1.1722068
- 6. Неведомский А.В. // Изв. вузов. Физика. 1980. № 1. С. 112–119.
- 7. Olaofe G. O. // Radio. Sci. 1970. V. 5, No. 11. P. 1351–1360. https://doi.org/10.1029/RS005i011p01351
- 8. Ragheb H. A., Hamid M. // Int. J. Electron. 1985. V. 59. No. 4. P. 407–421. https://doi.org/10.1080/00207218508920712
- 9. Wait J. R. Introduction to antennas and propagation. London : Peter Peregrinus Ltd, 1986. 256 p.
- 10. Иванов Е.А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск : Наука и техника, 1968. 584 с.
- 11. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. Л. : Судостроение, 1972. 348 с.
- 12. Толоконников Л. А., Логвинова А. Л. // Изв. Тульского гос. ун-та. Естественные науки. 2015. Вып. 1. С. 54–66.
- Natarov D. M., Belobrov V. O., Sauleau R., et al. // Opt. Express. 2011. V. 19, No. 22. P. 22176–22190. https://doi.org/10.1364/OE.19.022176
- 14. Natarov D. M., Sauleau R., Marciniak M., Nosich A. I. // Plasmonics. 2014. V. 9, No. 2. P. 389–407. https://doi.org/10.1007/s11468-013-9636-5
- 15. Величко Е. А., Николаенко А. П. // Радиофизика и электроника. 2010. Т. 1 (15), № 3. С. 17–24.
- 16. Величко Е.А., Николаенко А.П. // Радиофизика и электроника. 2009. Т. 14, № 1. С. 11–18.
- 17. Velichko E. A. // J. Opt. 2016. V. 18, No. 3. Art. no. 035008. https://doi.org/10.1088/2040-8978/18/3/035008
- 18. Gao Y., Ren G., Zhu B., et al. // Opt. Express. 2014. V.22, No.20. P.24322–24331. https://doi.org/10.1364/OE.22.024322
- 19. Величко Е. А., Николаенко А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. V. 57, № 1. С. 48–58.

Поступила в редакцию 16 декабря 2019 г.; принята в печать 2 марта 2020 г.

Е.А. Величко, А.П. Николаенко

INFLUENCE OF GRAPHENE COATING ON THE ELEMENTS OF A TWO-DIMENSIONAL PARABOLIC MIRROR CONSISTING OF PARALLEL CYLINDERS ON RADIO WAVE FOCUSING

E. A. Velichko and A. P. Nickolaenko

We model the diffraction of a plane TE-polarized electromagnetic wave by a parabolic structure consisting of N parallel circular cylinders, where $(N \sim 50)$. The problem of the diffraction of a plane wave by a cylinder with arbitrary coordinates of its center is solved. The interdependence of individual structural elements was not allowed for in the performed calculations. The field behavior was studied in the vicinity of the focus of the considered parabolic antenna is studied for cylinders made of a dielectric, a dielectric with a graphene monolayer, and perfectly conducting cylinders. It was found that a layer of graphene can lead to an almost twofold increase in the maximum amplitude of the field in the focus, which makes the focusing properties of the dielectric antenna rather close to those of an antenna consisting of perfectly conducting cylinders. It is shown that the field amplitude in the focus oscillates strongly as the frequency increases, and the focus itself moves away slightly from the center of the reflector system. The size of the focal spot is studied as a function of the incident-field frequency, cylinder radii, and the distance between the individual reflectors. It is shown that the field in the field in the field amplitude occur there as the frequency of the incident wave changes.