

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА, АНТЕННЫ, МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА

УДК 537.874.6

М.Е. КАЛИБЕРДА, канд. физ.-мат. наук, Л.Н. ЛИТВИНЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
С.А. ПОГАРСКИЙ, д-р физ.-мат. наук

ДИФРАКЦИЯ Н-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ НА ПЛОСКОЙ ГРАФЕНОВОЙ РЕШЕТКЕ ТИПА ЖАЛЮЗИ

Введение

Решетки типа жалюзи могут найти применение, например, в технологиях типа стелс, так как благодаря своей геометрии способны перенаправлять энергию падающего поля в сторону от облучателя [1, 2]. Графен, в свою очередь, способен поглощать электромагнитное поле, что делает перспективным его использование при создании поглотителей. Такие поглотители строятся, как правило, на основе многослойных структур. При исследовании могут применяться метод матриц рассеяния, метод эквивалентных схем и другие.

В работе [3] метод эквивалентных схем использовался для исследования многослойной графеновой решетки. Бипериодическая графеновая решетка располагалась на диэлектрической подложке, которая, в свою очередь, располагалась на слое из графена и полупроводника. В работе [4] с использованием метода матриц рассеяния рассмотрена конечно-слоистая система бипериодических графеновых решеток. В работе [5] аналогичный подход использовался для исследования поглотителя на основе графен-диэлектрической многослойной решетки. Как правило, метод матриц рассеяния применяется для исследования структур, рассеянные поля у которых имеют дискретный спектр. Здесь уравнения являются матричными. В случае же полей с непрерывным спектром применение метода приводит к интегральным уравнениям.

В данной работе исследуется решетка типа жалюзи, у которой графеновые ленты расположены в параллельных плоскостях. Для определения спектральных функций рассеянного поля получены операторные уравнения, которые эквивалентны интегральным уравнениям Фредгольма второго рода. В данных уравнениях существенно используется оператор отражения одиночной графеновой ленты, который может быть найден методом сингулярных интегральных уравнений [6 – 10]. Применение такого подхода является оправданным, так как позволяет разделить решение задачи для сложного составного препятствия на несколько подзадач, что, в свою очередь, позволяет уменьшить размерность матрицы результирующих систем линейных алгебраических уравнений. Операторный метод [11 – 14] является перспективным как раз в случае, когда препятствия расположены в продольном направлении относительно направления распространения падающей волны, благодаря наличию экспоненциально убывающего множителя в ядрах получаемых уравнений.

Постановка задачи

Рассматривается дифракция H -поляризованной монохроматической волны

$$H^i(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} q(\xi) e^{ik\xi y - ik\gamma(\xi)z} d\xi \quad (1)$$

на графеновой ленточной решетке типа жалюзи, где k – волновое число, $\gamma(\xi) = \sqrt{1 - \xi^2}$, $\operatorname{Re} \gamma \geq 0$, $\operatorname{Im} \gamma \geq 0$. Зависимость полей от времени в виде $e^{-i\omega t}$ опускается, где ω – круговая частота. Первая лента решетки располагается в плоскости $z=0$, n -я лента – в плоскости $z = -h(n-1)$. Расстояние между лентами вдоль оси Oy обозначим как Δ , ширина лент равна $2d$, число лент – N . Геометрия структуры представлена на рис. 1. Для решеток типа жалюзи обычно вводят период l и угол наклона ψ , которые связаны с Δ и h следующим образом:

$$\Delta = l \cos \psi, \quad h = l \sin \psi.$$

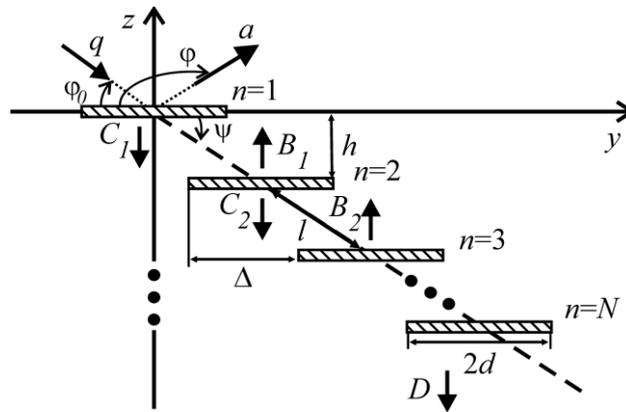


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры

Графеновые ленты будем рассматривать как импедансные поверхности нулевой толщины. Проводимость лент $\sigma = \sigma(f, \mu_c, \tau, T)$ можно определить по формуле Кубо [15].

Полное поле ищем в виде суммы падающего и рассеянного полей, $H_x = H^i + H^s$. Оно должно удовлетворять уравнению Гельмгольца, граничным условиям на графеновых лентах и условию непрерывности вне лент:

$$\frac{1}{2}(E_y^+ + E_y^-) = \frac{1}{\sigma}(H_x^+ - H_x^-), \quad z = -hn, \quad |y - \Delta n| < d,$$

$$E_y^+ = E_y^-, \quad z = -hn, \quad |y - \Delta n| \geq d, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

условию излучения и условию Майкснера на ребре. Знак “ \pm ” означает граничное значение при приближении сверху или снизу. При выполнении перечисленных условий решение задачи – единственное.

Решение задачи

Рассеянное поле ищем в виде преобразования Фурье спектральных функций в каждой из областей:

$$H^s(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi) e^{ik\xi y + ik\gamma(\xi)z} d\xi, \quad 0 < z,$$

$$H^s(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} C_n(\xi) e^{ik\xi(y - \Delta(n-1)) - ik\gamma(\xi)(z + h(n-1))} d\xi +$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} B_n(\xi) e^{ik\xi(y - \Delta n) + ik\gamma(\xi)(z + hn)} d\xi, \quad h(n-1) < z < hn,$$

$$H^s(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} D(\xi) e^{ik\xi(y - \Delta(N-1)) - ik\gamma(\xi)(z + h(N-1))} d\xi, \quad z > -h(N-1),$$

где $a(\xi)$, $D(\xi)$, $C_n(\xi)$ и $B_n(\xi)$ – спектральные функции отраженного, прошедшего поля и поля между лентами. Они связаны между собой следующими операторными уравнениями:

$$A = rq - rs^- eB_1 + s^- eB_1, \quad (2)$$

$$C_1 = -rq + q + rs^-eB_1, \quad (3)$$

$$B_n = -rs^-eB_{n+1} + es^-B_{n+1} + rs^+eC_n, \quad n = 1, 2, \dots, M - 2 \quad (4)$$

$$C_n = rs^-eB_n - rs^+eC_{n-1} + s^+eC_{n-1}, \quad n = 2, 3, \dots, M - 1, \quad (5)$$

$$B_{N-1} = rs^+eC_{N-1}, \quad (6)$$

$$D = s^+eC_{N-1} - rs^+eC_{N-1}, \quad (7)$$

где оператор e определяет изменение амплитуды поля при смещении системы координат вдоль оси Oz в направлении распространения, а операторы s^\pm определяют изменение амплитуды поля при смещении системы координат в положительном или отрицательном направлении оси Oy . Оператор r – оператор отражения одиночной графеновой ленты. Он может быть найден методом сингулярных интегральных уравнений, как это сделано в работе [7]. Уравнения (2) – (7) эквивалентны интегральным уравнениям Фредгольма второго рода. Это следует из того, что норма оператора r в пространстве L^2 – ограничена.

Заметим, что в работе [13] рассматривалась многослойная графеновая решетка. Получены операторные уравнения. При этом не учитывалась возможность сдвига слоев вдоль оси Oy .

Для дискретизации уравнений (2) – (7) бесконечный интервал интегрирования заменяется конечными. После чего применяется составная квадратурная формула Гаусса. В результате получена система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных значений спектральных функций в узлах.

Численные результаты

На рис. 2 представлены зависимости полного поперечного сечения рассеяния TSCS (рис. 2, а) и поглощения ACS (рис. 2, б) при различных углах наклона лент ψ , $d = 10\mu m$, $l = 70\mu m$, $T = 300K$, $\tau = 1ps$. Для лучшей различимости кривых на рис. 2, б) представлены зависимости лишь для двух значений ψ . Как известно, графеновые ленты поддерживают плазмон-поляритонные волны и соответствующие плазмонные резонансы. При приближении частоты возбуждения падающей волны к частоте плазмонного резонанса, как и в случае плоской ленточной решетки, наблюдается значительный рост рассеяния и поглощения [7]. TSCS не значительно зависит от ψ .

Решетки типа жалюзи обладают свойством изменять направление распространения отраженных плоских волн в зависимости от ψ . На рис. 3 представлены диаграммы направленности при различных углах наклона лент ψ на частоте, близкой к частоте первого плазмонного резонанса. Угол наклона главного лепестка практически линейно зависит от ψ , $\varphi = \pi + 2\psi - \varphi_0$. Наблюдается значительный уровень боковых лепестков. Их появление вызвано рассеянием на краях решетки. Для дальнейшего изучения влияния края в чистом виде может быть использована модель полубесконечной структуры [8].

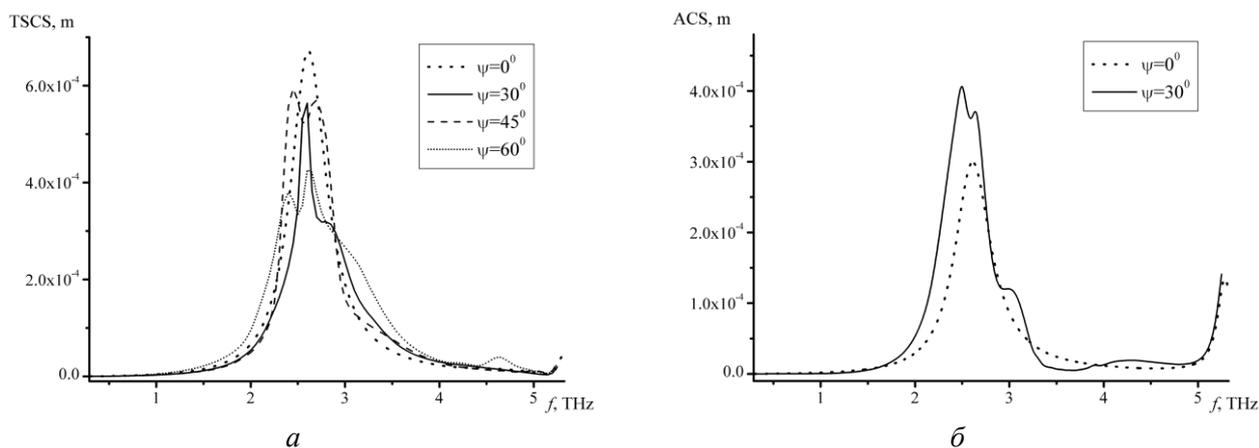


Рис. 2. Зависимости (а) полного поперечного сечения рассеяния TSCS и (б) полного поперечного сечения поглощения ACS от частоты, $\psi = 0^\circ$ (точки), $\psi = 30^\circ$ (сплошная кривая), $\psi = 45^\circ$ (пунктир), $\psi = 60^\circ$ (короткие точки), $d = 10\mu\text{m}$, $l = 70\mu\text{m}$, $T = 300\text{K}$, $\tau = 1\text{ps}$

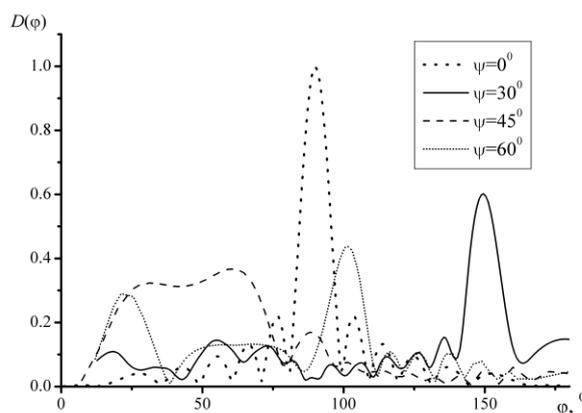


Рис. 3. Диаграммы направленности, $d = 10\mu\text{m}$, $l = 70\mu\text{m}$, $T = 300\text{K}$, $\tau = 1\text{ps}$.

Выводы

В работе развит строгий подход для исследования дифракционных характеристик конечной графеновой решетки типа жалюзи. В основе модели лежит операторный метод в совокупности с методом сингулярных интегральных уравнений. Оценена способность решетки поглощать энергию падающего поля, а также перенаправлять ее в сторону от облучателя. Дальнейшим развитием работы может быть исследование полубесконечной графеновой решетки типа жалюзи.

Список литературы:

1. Масалов С. А., Рыжак А. В., Сухаревский О. И., Шкиль В. М. Физические основы диапазонных технологий типа "Стелс". Санкт-Петербург : Военный инженерно-космический ун-т имени А.Ф. Можайского, 1999. 163 с.
2. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков : Изд-во ХГУ, 1973. 287 с.
3. Li X., Lin L., Wu L.-S., Yin W.-Y., Mao J.-F. A Bandpass Graphene Frequency Selective Surface With Tunable Polarization Rotation for THz Applications // IEEE Trans. on Antennas. Propag. 2017. Vol. 65. No. 2. P. 662-672.
4. Hwang R. B. Rigorous formulation of the scattering of plane waves by 2-D graphene-based gratings: out-of-plane incidence // IEEE Trans. on Antennas Propag. 2014. Vol. 62. No. 9. P. 4736-4745.

5. D'Aloia A. G., D'Amore M., Sarto M. S. Adaptive broadband radar absorber based on tunable graphene // IEEE Trans. on Antennas Propag. 2016. Vol. 64. No. 6. P. 2527-2531.
6. Гандель Ю. В. Метод парных и сингулярных интегральных уравнений в задачах дифракции на ограниченных решетках // Электромагнитные явления. 1998. Т.1. №2. С.220-232.
7. Kaliberda M. E., Lytvynenko L. M., Pogarsky S. A. Modeling of graphene planar grating in the THz range by the method of singular integral equations // Freq. 2018. Vol. 72. No. 5-6. P. 277-284.
8. Kaliberda M. E., Lytvynenko L. M., Pogarsky S. A. Method of singular integral equations in diffraction by semi-infinite grating: H-polarization case // Turk. J. of Electrical Eng. & Comp. Sci. B. 2017. Vol. 25. P. 4496-4509.
9. Koshovy G.I. Electromagnetic wave scattering by pre-fractal structures of cylindrical strips // Telecommunications and Radio Engineering. 2008. Vol. 67. No 14. P. 1225-1238.
10. Shapoval O. V., Gomez-Diaz J. S., Perruisseau-Carrier J., Mosig J. R., Nosich A. I. Integral equation analysis of plane wave scattering by coplanar graphene-strip gratings in the THz range // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2013. Vol. 3. No. 5. P. 666-674.
11. Литвиненко Л. М., Резник І. І., Литвиненко Д. Л. Дифракція хвиль на напівнескінченних періодичних структурах // Доповіді АН Української РСР. 1991. № 6. С. 62-66.
12. Kaliberda M. E., Pogarsky S. A. Operator method in a plane waveguide eigenmodes diffraction problem by finite and semiinfinite system of slots // Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET), Kharkov, Ukraine. B. 2012. P. 130-133.
13. Kaliberda M. E., Lytvynenko L. M., Pogarsky S. A. Diffraction of the H-polarized plane wave by a finite layered graphene strip grating // International Journal of Microwave and Wireless Technologies. 2018.
14. Kaliberda M. E., Litvinenko L. N., Pogarsky S. A. Diffraction of H_{0m} and E_{0m} Modes by a System of Axially Symmetric Discontinuities in a Coaxial Circuit // Journal of Communications Technology and Electronics. 2010. Vol. 55, No. 5. P. 505-511.
15. Hanson G. W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene // J. Appl. Phys. B. 2008. Vol. 103. P. 064302.

*Харьковский национальный
университет имени В.Н. Каразина*

Поступила в редколлегию 19.05.2019