

## ОПЕРАТОРНЫЙ МЕТОД В ЗАДАЧЕ ДИФРАКЦИИ ВОЛНЫ НА ДВУХ ГРАФЕНОВЫХ ПОЛОСКАХ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛОСКОСТЯХ

### Введение

Графеновые решетки в терагерцовом диапазоне длин волн привлекают внимание исследователей ввиду того, что они являются относительно легко создаваемыми элементами плазмонных волноводов, антенн и сенсоров [1 – 8]. При помощи статического электрического поля удастся управлять химическим потенциалом одиночных лент и, следовательно, менять характеристики всей решетки в целом.

Графеновые ленты могут рассматриваться как импедансные поверхности. Для определения проводимости лент может быть использована формула Кубо [9].

В работе для исследования решетки, состоящей из двух графеновых лент, лежащих в параллельных плоскостях, предлагается операторный метод [10 – 12]. При его применении необходимо знать операторы отражения и прохождения одиночной ленты. Они найдены методом гиперсингулярных интегральных уравнений [5, 6]. В дальнейшем предполагается развитие метода на конечную и полубесконечную систему графеновых лент, а также на периодическую бесконечную систему со сбоем периодичности [13].

### Постановка задачи

Расположим первую графеновую ленту в плоскости  $z = 0$ , а вторую – в плоскости  $z = -h$ . Смещение лент друг относительно друга вдоль оси  $Oy$  обозначим как  $\Delta$ ,  $l$  – расстояние между лентами. Предполагается, что ленты имеют одинаковую ширину  $2d$ . Геометрия структуры представлена на рис. 1.

Предполагаем, что на решетку падает плоская  $H$ - поляризованная электромагнитная волна из области  $z > 0$  под углом  $\varphi_0$  к оси  $Oy$

$$H_x^i(y, z) = q(\cos \varphi_0) \exp(ik(y \cos \varphi_0 - z \sin \varphi_0)),$$

где  $\varphi_0$  – угол падения, отсчитываемый от отрицательного направления оси  $Oy$ .

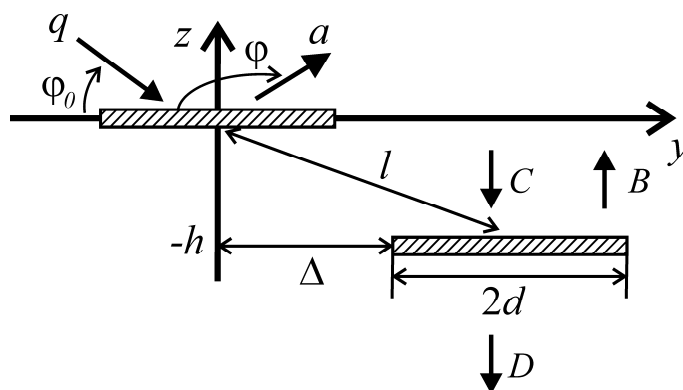


Рис. 1

Тогда спектральные функции отраженного  $a(\xi)$  и прошедшего  $d(\xi)$  поля, а также поля между лентами  $C(\xi)$ ,  $B(\xi)$  могут быть найдены из операторных уравнений [10]

$$a = rq + tes^-B, \quad (1)$$

$$C = tq + res^-B, \quad (2)$$

$$B = res^+C, \quad (3)$$

$$D = tes^+C, \quad (4)$$

где  $r$  и  $t$  – операторы отражения и прохождения одиночной графеновой ленты. Оператор  $e$  определяет изменение амплитуды поля при смещении системы координат вдоль оси  $Oz$  на величину  $h$  в направлении распространения поля, а операторы  $s^\pm$  определяют изменение амплитуды поля при смещении системы координат на величину  $\Delta$  в положительном или отрицательном направлении оси  $Oy$ .

### Характеристики рассеяния

Введем коэффициенты отражения и прохождения как отношение усредненного потока энергии волны, рассеянной или прошедшей сквозь решетку к усредненному по времени потоку энергии плоской волны, падающей на решетку. Для падающей волны единичной амплитуды,  $q(\xi) \equiv 1$ , коэффициенты имеют вид

$$|r|^2 = \frac{\pi\zeta}{2kd \sin \varphi_0} \int_{-1}^1 |a(\xi)|^2 \sqrt{1-\xi^2} d\xi,$$

$$|t|^2 = 1 + \frac{\pi\zeta}{2kd \sin \varphi_0} \int_{-1}^1 |D_1(\xi)|^2 \sqrt{1-\xi^2} d\xi + \frac{\pi\zeta}{kd} \operatorname{Re}(D_1(-\cos \varphi_0)),$$

где  $D_1(\xi)$  – спектральная функция прошедшего поля без учета падающей волны,

$$D(\xi) = D_1(\xi) + \delta(\xi - \cos \varphi_0),$$

$\zeta = 2d/l$  – относительная ширина ленты. Закон сохранения энергии имеет вид

$$|r|^2 + |t|^2 + |A|^2 = 1,$$

где  $A$  – коэффициент поглощения графеновых лент.

Полное сечение рассеяния может быть вычислено по формуле

$$TSCS = \frac{2\pi}{k} \left( \int_{-1}^1 |a(\xi)|^2 \sqrt{1-\xi^2} d\xi + \int_{-1}^1 |D_1(\xi)|^2 \sqrt{1-\xi^2} d\xi \right).$$

### Численные результаты

Прежде всего, необходимо провести верификацию результатов. Для этого сравним результаты, полученные методом гиперсингулярных интегральных уравнений [5, 6] с результатами, полученными предложенным методом для двух лент, лежащих в одной плоскости, т.е. при  $h = 0$ . При дискретизации (1) – (4) бесконечный отрезок интегрирования заменялся конечным  $[-a; a]$ . Обозначим  $N$  – количество узлов в квадратурной формуле при дискретизации (1) – (4). На рис. 2, 3 представлены зависимости полного сечения рассеяния  $TSCS$  и коэффициента поглощения  $A$  при различных значениях  $a$  и  $N$  от частоты  $f$ . Маркерами обозначены результаты, полученные методом гиперсингулярных интегральных уравнений (обозначение – ГСИУ). Наблюдается совпадение результатов с графической точностью при  $ka = 20$  и  $N = 61$  вплоть до частоты в 5.5 ТГц, что позволяет судить о верности

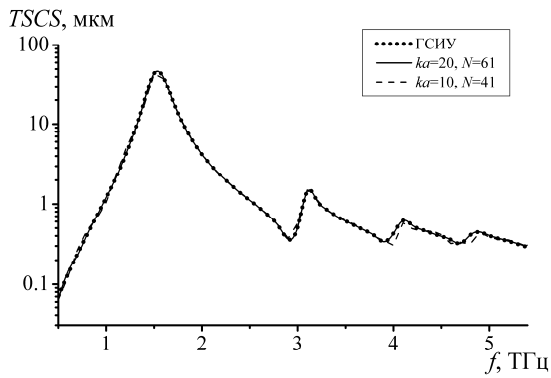


Рис. 2

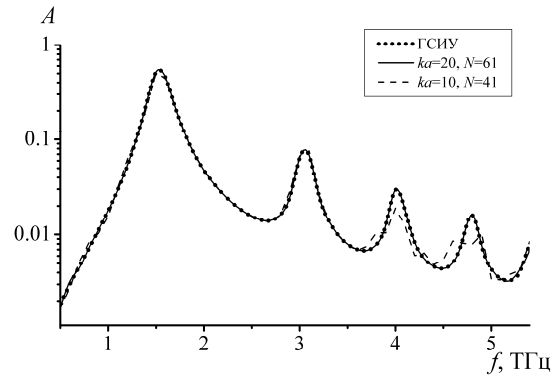


Рис. 3

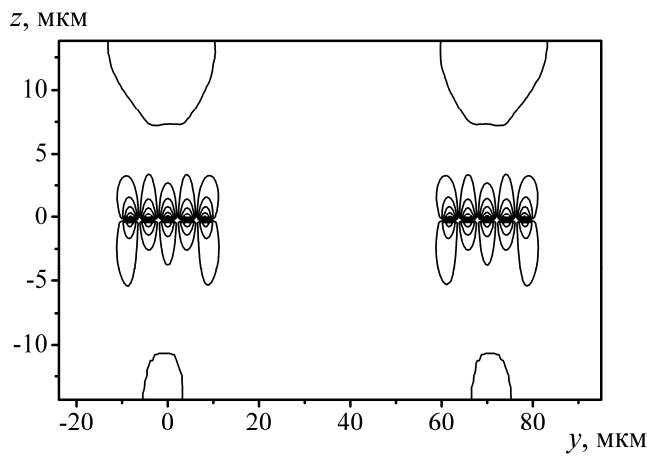


Рис. 4

построенной модели. Параметры структуры:  $d = 10$  мкм,  $\Delta = l = 70$  мкм,  $h = 0$ , время релаксации  $\tau = 10$  пс, химический потенциал  $\mu = 0.13$  эВ, температура  $T = 300$  К. Наблюдается рост TSCS вблизи частот  $f \approx 1.54, 3.07, 4.04, 4.82$  ТГц, которые соответствуют первым четырем резонансам поверхностных плазмонов для одиночной графеновой ленты. Наблюдается рост поглощения энергии падающего поля лентами вблизи частот плазмонных резонансов. Распределение модуля полного поля в ближней зоне возле лент представлено на рис. 4 для резонансной частоты  $f = 4.04$  ТГц.

На рис. 5, 6 представлены зависимости полного сечения рассеяния TSCS и коэффициента поглощения  $A$  от частоты  $f$  для решетки, у которой ленты смещены вдоль оси  $Oz$ ,  $\Delta = h = 45.5$  мкм. Остальные параметры выбраны такими же, как и для рис. 2. Для сравнения также приведены зависимости при  $h = 0$ ,  $\Delta = l = 70$  мкм (пунктирная кривая). В случае, когда присутствует смещение у лент в вертикальной плоскости, значение TSCS на частоте первого плазмонного резонанса становится несколько меньше, на частоте второго резонанса – несколько больше. Поглощение же вблизи первого резонанса примерно на 15 % больше у такой решетки.

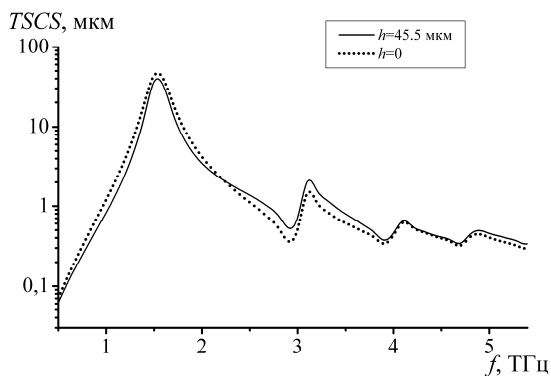


Рис. 5

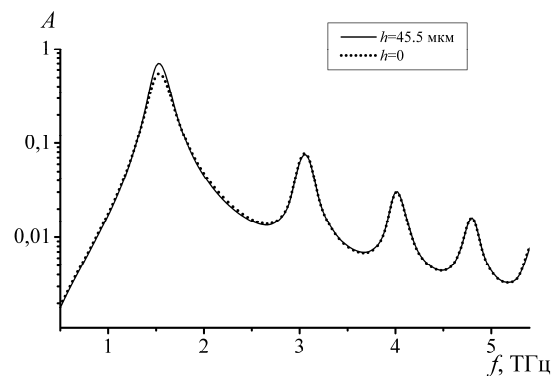


Рис. 6

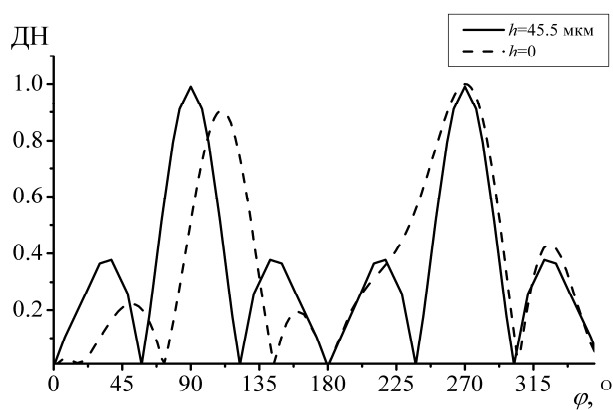


Рис. 7

На рис. 7 представлены нормированные диаграммы направленности отраженного ( $\varphi \in (0; 180^\circ)$ ) и прошедшего ( $\varphi \in (180^\circ; 360^\circ)$ ) поля для решетки с  $h = 0$  (пунктирная кривая) и  $h = 45.5$  мкм,  $\Delta = l = 70$  мкм (сплошная кривая) для  $f = 4.04$  ТГц. Остальные параметры выбраны такими же, как и для предыдущих случаев. Наблюдается смещение главного лепестка относительно нормали. Возможность управления углом наклона главного лепестка известна для так называемых решеток

типа жалюзи, у которых ленты лежат в параллельных плоскостях [12, 14]. Таким образом, происходит перенаправление энергии падающей волны в сторону от облучателя.

### Выводы

В работе с использованием операторного метода исследованы электродинамические характеристики двух графеновых полосок, лежащих в параллельных плоскостях, в терагерцовом диапазоне длин волн. Проведено сравнение с результатами, полученными методом гиперсингулярных интегральных уравнений для случая, когда ленты лежат в одной плоскости. Совпадение результатов позволяет сделать вывод об их достоверности. Формализм процедуры записи операторных уравнений позволит в будущем рассмотреть конечную и полубесконечную графеновую решетку. Указано на возможность перенаправлять энергию падающей волны в сторону от облучателя при смещении лент в параллельных плоскостях, что вместе со свойством графеновых лент частично поглощать энергию падающей волны может сделать такие многоленточные решетки эффективными в стелс-технологиях.

**Список литературы** 1. Jablan, M., Buljan, H., Soljacic, M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 80. – P.245435. 2. Bludov, Y. V., Vasilevskiy, M. I., Peres, N. M. R. Mechanism for graphene-based optoelectronic switches by tuning surface plasmon-polaritons in monolayer graphene // European Phys. Lett. – 2010. – Vol. 92. – P.68001. 3. Fallahi, A., Perruisseau-Carrier, J. Design of tunable biperiodic graphene metasurfaces // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 86. – P.195408-(9). 4. Jornet, J. M., Akyildiz, I. F. Graphene-based Plasmonic Nano-Antenna for Terahertz Band Communication in Nanonetworks // IEEE Journal on Selected Areas in Communications/Supplement. – 2013. – Vol.31. – No.12. – P.685-694. 5. 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. Antennas Propag. – 2013. – Vol. 3. No.5. – P.666-674. 6. Balaban, M. V., Shapoval, O. V., Nosich, A. I. THz wave scattering by a graphene strip and a disk in the free space: integral equation analysis and surface plasmon resonances // Journal of Optics. – 2013. – Vol. 15. – P.1-9. 7. Голованов, О. А., Макеева, Г. С., Вареница, В. В. Электродинамический расчет коэффициентов прохождения тем-волны через многослойные периодические структуры графен-диэлектрик в терагерцовом диапазоне // Изв. вузов. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2014. – Т.32. № 4. – С. 108-122. 8. Макеева, Г. С., Голованов, О. А. Электродинамический расчет комплексного коэффициента распространения электромагнитной волны в волноведущей структуре «углеродная нанотрубка – графен» в терагерцовом и инфракрасном диапазонах // Изв. вузов. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2015. – Т.33. № 1. – С. 140-155. 9. Hanson, G. W. Dyadic Green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2008. – Vol. 56. – No. 3. P. – 747-757. 10. Литвиненко, Л. Н., Просвирнин, С.Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. – Киев : Наук. думка, 1984. 240 с. 11. Kaliberda, M. E., Lytvynenko, L. N., Pogarsky, S. A. Diffraction of H-polarized electromagnetic waves by a multi-element planar semi-infinite grating // Telecommunications and Radio Engineering. – 2015. – Vol. 74. No. 9. – P. 753-767. 12. Lytvynenko, L. M., Kaliberda, M. E., Pogarsky, S. A. Wave diffraction by semi-infinite venetian blind type grating // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2013. – Vol. 61. No. 12. – P. 6120-6127. 13. Kaliberda, M. E., Lytvynenko, L. M., Pogarsky, S. A. Singular Integral Equations in Diffraction Problem by an Infinite Periodic Strip Grating with One Strip Removed // J. Electromagn. Waves Appl. 2016 (online). DOI: 10.1080/09205071.2016.1254071. 14. Шестопалов, В. П., Литвиненко, Л. Н., Масалов С. А., Сологуб, В. Г. Дифракция волн на решетках. – Харьков : ХГУ, 1973. 287 с.

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 25.01.2017