

УДК 537.9

УСИЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАФЕНЕ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

М. А. ЯКОВЛЕВА^{1), 2), 3)}, К. Г. БАТРАКОВ^{1), 2)}

¹⁾НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Национальный центр научных исследований, Дорога Нозе, C2N-UMR 9001, 91460, г. Маркуси, Франция

³⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Теоретически рассматривается возможность резкого роста поглощения излучения терагерцового диапазона в графене, которое достигается размещением его вблизи металлической дифракционной решетки. Решение задачи заключается в разложении полей по флюке-модам и применении граничных условий для тангенциальных составляющих электромагнитного поля. Вследствие дифракции электромагнитной волны на решетке и интерференции волн удается достичь концентрации энергии электромагнитного поля в области размещения графена. Показано, что для двух вариантов решетки – отражающей и пропускающей – при определенном выборе физических параметров достигается практически полное поглощение электромагнитного излучения в атомарно тонком слое графена, что в несколько раз превосходит по величине поглощение в свободностоящем графене, имеющем такие же параметры. Результаты исследования могут быть использованы при разработке детекторов и сенсоров в активно развивающейся в настоящее время области терагерцовой спектроскопии.

Ключевые слова: дифракционная решетка; графен; граничные условия; дираковский спектр.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф17АРМ-025), государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника» (подзадание 1.1.05.1), а также европейского проекта № H2020-644076 CoExAN.

ELECTROMAGNETIC RADIATION ABSORPTION ENHANCEMENT IN GRAPHENE BY DIFFRACTION GRATING

М. А. YAKOVLEVA^{a, b, c}, К. Г. BATRAKOV^{a, b}

^aResearch Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Babrujskaja Street, Minsk 220030, Belarus

^bNational Center for Scientific Research, C2N-UMR 9001 Route de Nozay, Marcoussis 91460, France

^cBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: M. A. Yakovleva (yakovlevmarin@gmail.com)

In the paper the possibility to increase significantly the terahertz radiation absorption in graphene by a metallic grating is studied theoretically. The solution of this problem consists in expansion of the fields in the Floquet modes and application of the boundary conditions for the tangential components of an electromagnetic field. Due to diffraction of an electromagnetic wave from the grating and to interference of the waves, it is possible to achieve the concentration

Образец цитирования:

Яковлева М. А., Батраков К. Г. Усиление поглощения электромагнитного излучения в графене дифракционной решеткой // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 1. С. 88–94.

For citation:

Yakovleva M. A., Batrakov K. G. Electromagnetic radiation absorption enhancement in graphene by diffraction grating. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 1. P. 88–94 (in Russ.).

Авторы:

Марина Алексеевна Яковлева – стажер младшего научного сотрудника¹⁾; исследователь лаборатории фотоники и наноструктур²⁾.

Константин Германович Батраков – кандидат физико-математических наук; доцент кафедры ядерной физики³⁾; ведущий научный сотрудник лаборатории нанoeлектромагнетизма¹⁾.

Authors:

Marina A. Yakovleva, junior research assistant^a; researcher at the laboratory of photonics and nanostructures^b.

yakovlevmarin@gmail.com

Konstantin G. Batrakov, PhD (physics and mathematics); associate professor at the department of nuclear physics^c; leading researcher at the laboratory of nanoelectromagnetism^a.

kgbatrakov@gmail.com

of the electromagnetic field energy in the region of the graphene location. It is shown that almost complete absorption of electromagnetic radiation in an atomically thin layer of graphene is achieved for reflection and transmission gratings with the particular physical parameters, that is several times higher than the absorption in a free-standing graphene layer of the same parameters. The obtained results can be used for design of detectors and sensors in the rapidly developing area of terahertz spectroscopy.

Key words: diffraction grating; graphene; boundary conditions; Dirac spectrum.

Acknowledgements. The work was supported by Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. Ф17АРМ-025), Belarusian State program for Scientific Research «Photonics and Opto- and Micro-electronics» 1.1.05.1 and European project No. H2020-644076 CoExAN.

Введение

Уникальные свойства графена делают этот двухмерный материал и структуры на его основе перспективными для различных приложений [1–8]. Дираковский спектр электронов графена с нулевой массой и сопутствующий такому спектру парадокс Клейна приводят к большой подвижности электронов, что обеспечивает высокую проводимость [2; 9]. Как результат, даже один слой графена атомарной «толщины» поглощает значительную часть падающего электромагнитного излучения микроволнового и терагерцового диапазона (вплоть до 30 %). Сочетание графена и диэлектрической подложки с подходящей толщиной и соответствующей диэлектрической проницаемостью позволяет повысить величину коэффициента поглощения излучения в графене [10; 11].

Решение ряда практических задач, например детектирования сигналов малой мощности и концентрации энергии, требует использования материалов с высоким поглощением в малом объеме [12]. Актуальной является эта задача, в частности, в терагерцовом диапазоне частот в связи с активным исследованием и развитием различных приложений данного диапазона в последнее десятилетие [13].

В настоящей работе исследуется возможность дополнительного увеличения поглощения электромагнитного излучения в графене с использованием металлической дифракционной решетки. Дифракция падающего излучения приводит к образованию поверхностных гармоник, распространяющихся вдоль графенового листа. Эти локализованные в области расположения графена гармоники более эффективно взаимодействуют с ним по сравнению с объемными волнами, что приводит к увеличению поглощения. Кроме того, в геометрии, когда графен находится между источником излучения и решеткой, отраженные волны вторично проходят через графен, это обуславливает увеличение поглощения системой, появляется возможность расположения графена в области пучности, являющейся результатом интерференции падающей и отраженной волн, что дополнительно увеличивает поглощение.

Методика расчета

Задача взаимодействия электромагнитного излучения с системой, состоящей из графена и металлической решетки, решается для случая двух поляризаций – поперечно-магнитной (ТМ) и поперечно-электрической (ТЕ), так как произвольно падающую волну можно представить как линейную комбинацию этих двух поляризаций. Рассматриваемые в работе варианты изображены на рис. 1.

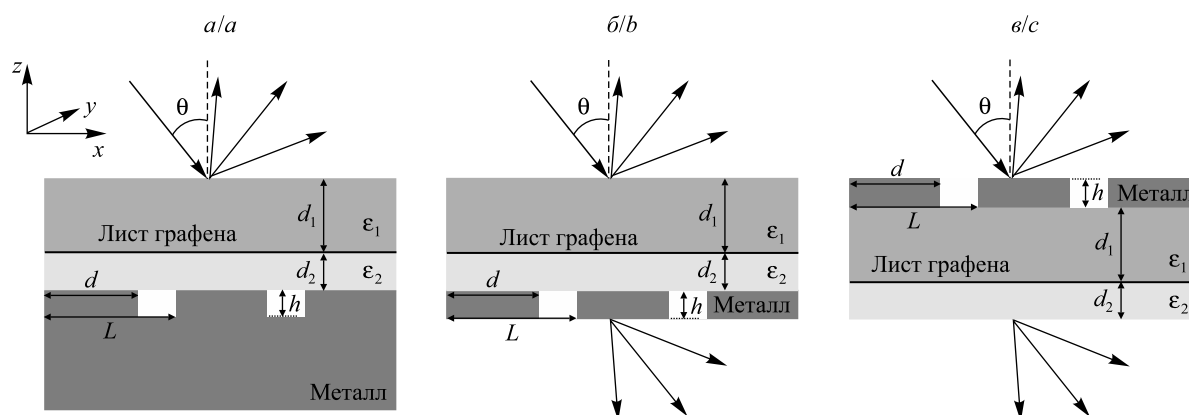


Рис. 1. Исследуемые конфигурации: отражающая решетка (а); пропускающая решетка с графеном между решеткой и излучателем (б); решетка между излучателем и графеном (в)

Fig. 1. Configurations under study: reflection grating (a); transmission grating with graphene between the grating and the emitter (b); transmission grating between the emitter and graphene (c)

Система однородна в направлении оси y , перпендикулярной плоскости рисунка, ось x направлена вдоль периодичности решетки (период L), ось z перпендикулярна плоскости решетки, h – глубина решетки, падающая на систему волна составляет угол θ с осью z . В случае отражающей решетки естественным является только тот вариант, когда волна падает со стороны расположения графена и зубцов решетки (см. рис. 1, *a*). Для пропускающей решетки рассматриваются два варианта – графен расположен на стороне падения волны (см. рис. 1, *b*) и на обратной стороне (см. рис. 1, *в*). Слой графена находится между двумя диэлектрическими пластинками шириной d_1, d_2 и диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 соответственно, что часто используется на практике в целях хранения и защиты графена от внешней среды [11].

Общий случай взаимодействия электромагнитного поля со структурой может быть сведен к задаче дифракции плоской волны. Для решения задачи на отражение – пропускание – поглощение запишем поля во всех областях. В случае ТМ-волны магнитную компоненту поля можно записать как

$$H = \left\{ \begin{array}{l} \text{1) выше системы:} \\ \exp(ik_x x - ik_z z) + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R_n \exp(ik_{nx}^{(0)} x + ik_{nz}^{(0)} z), \\ \text{2) в } j\text{-м диэлектрике:} \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (Y_n \exp(-ik_{nz}^{(j)} z) + X_n \exp(ik_{nz}^{(j)} z)) \exp(ik_{nz}^{(j)} x), \\ \text{3) в канавках решетки:} \\ \left\{ \begin{array}{l} \sum_{s=0}^{\infty} A_s \cos[q_s(x-d)] \cos[Q_s(z+a)] \text{ в отражающей решетке,} \\ \sum_{s=0}^{\infty} (A_s \exp(iQ_s z) + B_s \exp(-iQ_s z)) \cos[q_s(x-d)] \text{ в пропускающей решетке,} \end{array} \right. \\ \text{4) ниже системы (для пропускающей решетки):} \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} T_n \exp(ik_{nx}^{(0)} x - ik_{nz}^{(0)} z). \end{array} \right. \quad (1)$$

В случае ТЕ-волны электрическая компонента поля имеет вид

$$E = \left\{ \begin{array}{l} \text{1) выше системы:} \\ \exp(ik_x x - ik_z z) + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R_n \exp(ik_{nx}^{(0)} x + ik_{nz}^{(0)} z), \\ \text{2) в } j\text{-м диэлектрике:} \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (Y_n \exp(-ik_{nz}^{(j)} z) + X_n \exp(ik_{nz}^{(j)} z)) \exp(ik_{nz}^{(j)} x), \\ \text{3) в канавках решетки:} \\ \left\{ \begin{array}{l} \sum_{s=0}^{\infty} A_s \sin[q_s(x-d)] \sin[Q_s(z+a)] \text{ в отражающей решетке,} \\ \sum_{s=0}^{\infty} (A_s \exp(iQ_s z) + B_s \exp(-iQ_s z)) \sin[q_s(x-d)] \text{ в пропускающей решетке,} \end{array} \right. \\ \text{4) ниже системы (для пропускающей решетки):} \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} T_n \exp(ik_{nx}^{(0)} x - ik_{nz}^{(0)} z), \end{array} \right. \quad (2)$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$, ω – циклическая частота волны; θ – угол падения волны; c – скорость света в вакууме;

$k_x = k_0 \sin[\theta]$; $k_z = k_0 \cos[\theta]$; $k_{nx}^{(i)} = k_0 \sin[\theta] + \frac{2\pi n}{L}$; $k_{nz}^{(i)} = \sqrt{\epsilon_i k_0^2 - k_{nx}^2}$. Индекс $i = 0$ соответствует вакууму с $\epsilon_0 = 1$, который заполняет пространство над системой и под ней. Считается, что пространство в промежутке между зубцами решетки занято воздухом, тогда $q_s = \frac{\pi s}{L-d}$, $Q_s = \sqrt{k_0^2 - q_s^2}$. Такие значения на q_s возникают из требования зануления на боковых поверхностях металла тангенциальной к этим поверхностям компоненты электрического поля. Обозначения параметров решетки L , d , h приведены на рис. 1.

Для сшивки (1), (2) полей в разных областях пространства применяются стандартные граничные условия, заключающиеся в приравнивании тангенциальных значений полей с обеих сторон всех границ и приравнивании к нулю тангенциальной компоненты электрического поля на поверхности металла. Единственная «нестандартная» особенность возникает при сшивке полей с разных сторон графена. Для графена вводится эффективная поверхностная проводимость [3], и граничные условия, связывающие поля с противоположных сторон, можно записать как равенство тангенциальных компонент электрического поля и скачок тангенциальной компоненты магнитного поля на величину, пропорциональную возбужденному в графене поверхностному току:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t(z_i + 0) &= \mathbf{E}_t(z_i - 0), \\ \mathbf{H}(z_i + 0) - \mathbf{H}(z_i - 0) &= \frac{4\pi}{c} [\mathbf{j}_t(z_i) \times \mathbf{n}]. \end{aligned} \quad (3)$$

Поверхностный ток в правой части второго равенства (3) выражается через поверхностную проводимость σ как $\mathbf{j}_t(z_i) = \sigma \mathbf{E}_t(z_i)$.

В результате система уравнений Максвелла вместе с граничными условиями сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений для комплексных амплитуд, соответствующих разным гармоникам. Решение системы было проведено численно с таким количеством гармоник, что увеличение их числа не оказывало влияния на результат.

Поглощение в системе определяется следующим выражением:

$$A = 1 - \sum_n |R_n|^2 \frac{\cos \alpha_n}{\cos \theta} - |T_n|^2 \frac{\cos \beta_n}{\cos \theta}. \quad (4)$$

Это выражение получается стандартным образом из рассмотрения потоков энергии волн (прошедшей и отраженной к падающей), которые пропорциональны z -компоненте вектора Пойнтинга [14]. Тем не менее дадим следующие пояснения, например, для случая пропускающей решетки. Считаем, что детекторы излучения расположены в зоне дальнего поля. При записи поля в виде (1) и (2) и использовании граничных условий (3) рассматривается идеальный случай, бесконечный в направлениях $x(y)$ решетки, тогда влияние границ не учитывается. При этом для рассмотрения энергетического баланса можно окружить решетку параллелепипедом с бесконечными вдоль осей x и y горизонтальными гранями, расположенными с разных сторон решетки, и боковыми гранями. Если выбрать высоту параллелепипеда такой, чтобы на горизонтальных плоскостях поверхностные гармоники были пренебрежимо (экспоненциально) малы, то вклады в потоки энергии через горизонтальные грани дают только объемные гармоники, тогда проходящая через верхнюю грань величина отраженного потока

$$\begin{aligned} W_R &\sim \int \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}] dS_{up} \sim \\ &\sim \int \sum \frac{k_{nz}}{k_0} R_n R_m^* \exp\left(i(k_{nx}^{(0)} - k_{mx}^{(0)})x\right) \exp\left(i\left(k_{nz}^{(0)} - (k_{mz}^{(0)})^*\right)z\right) dx = \Lambda \sum' \frac{k_{nz}}{k_0} |R_n|^2, \end{aligned}$$

где в результате интегрирования по бесконечной горизонтальной грани остаются лишь слагаемые с $n = m$; Λ – протяженность горизонтальной плоскости, вдоль которой ведется интегрирование по оси x (в идеальном случае – бесконечность); штрих в последней сумме подразумевает, что в ней можно оставить только объемные слагаемые, так как поверхностные дают экспоненциально малый вклад и при достаточно большом расстоянии от горизонтальной плоскости до решетки исчезают. Аналогичное выражение для потока энергии прошедшей волны W_T получается при интегрировании

по нижней горизонтальной грани параллелепипеда. Вклад потоков через боковые грани будет пренебрежимо мал (если $\Lambda \rightarrow \infty$). Таким образом, в уравнение баланса в этом случае вносят вклад только потоки через горизонтальные плоскости и выражение для поглощенной части принимает вид (4). Оценим, какими должны быть геометрические размеры системы, чтобы рассматриваемая идеальная ситуация с бесконечным по x размером была справедлива. Расстояние между горизонтальными плоскостями должно быть больше расстояния экспоненциального затухания по z поверхностных гармоник, что в нашем случае терагерцового диапазона составляет от нескольких долей миллиметра до миллиметра. Таким образом, если длина системы вдоль x достигает сантиметра или нескольких сантиметров, то площадь горизонтальных граней на один-два порядка превосходит площадь боковых граней и граничные эффекты вносят малый вклад.

Результаты расчетов и их обсуждение

Решение полученной системы проводилось численно, матричным способом и изображено в виде зависимости коэффициента поглощения от частоты и угла падения волны на рис. 2. Найдены такие соотношения между параметрами систем (период, глубина нарезки и фактор заполнения решетки, диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрических слоев), при которых поглощение было максимальным в области 1 ТГц. Для другой области частот подобные результаты могут быть получены путем изменения

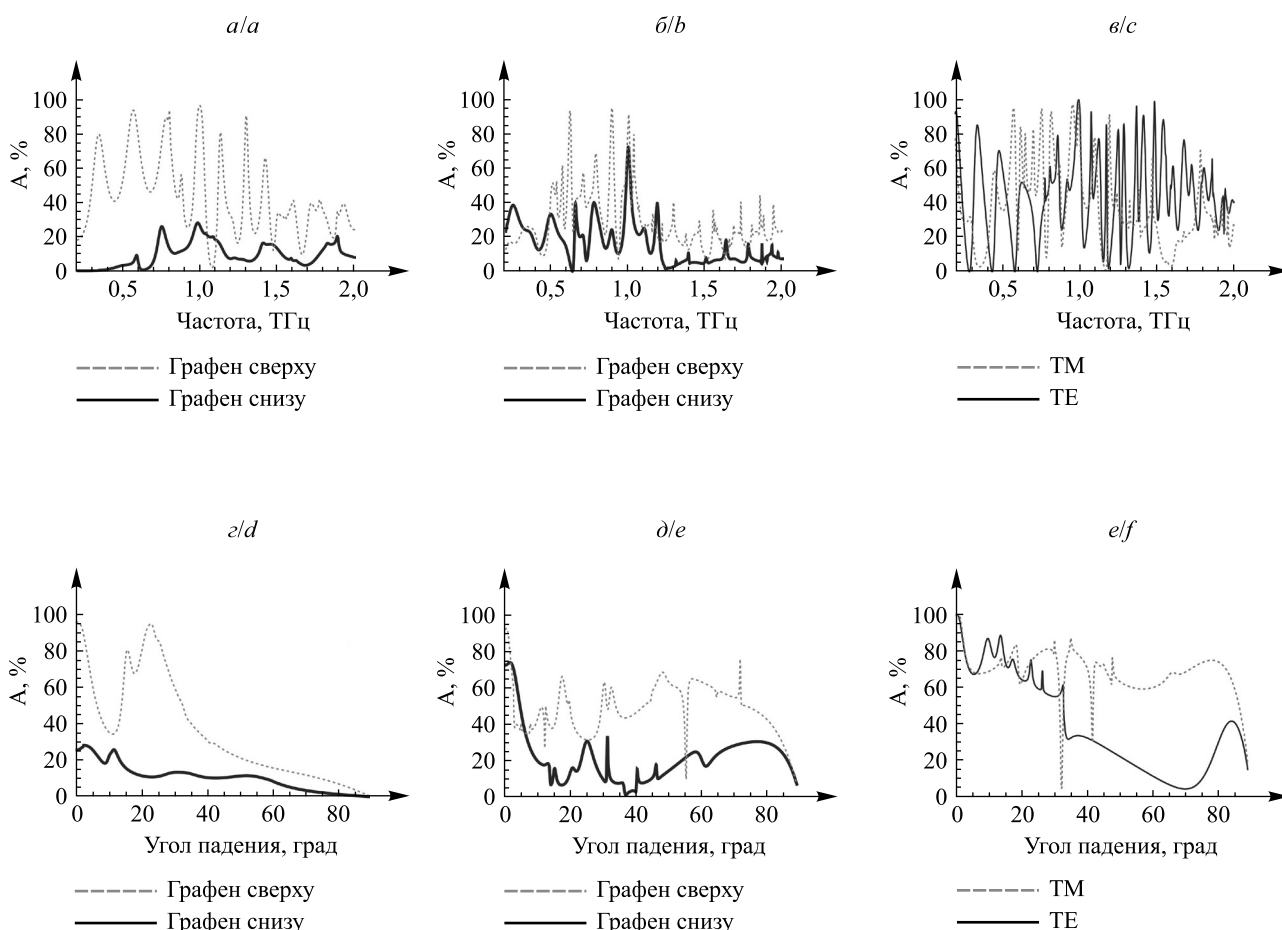


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения (в %) для систем с различной геометрией: частотная (а) и угловая (г) зависимости в случае пропускающей решетки для ТЕ-поляризации; частотная (б) и угловая (д) зависимости в случае пропускающей решетки для ТМ-поляризации; частотная (в) и угловая (е) зависимости для отражающей решетки. Частотные зависимости сняты при нормальном падении волны, а угловые – при частоте 1 ТГц

Fig. 2. Dependence of the absorption coefficient (in %) for systems with different geometries: frequency (a) and angular (d) dependence in the case of a transmission grating for TE polarization; frequency (b) and angular (e) dependence in the case of a transmission grating for TM polarization; frequency (c) and angular (f) dependence for the reflection grating. The frequency dependences are taken at normal incidence; the angular dependences are measured at 1 THz

соответствующих параметров решетки. В терагерцовом и микроволновом диапазонах поверхностная проводимость определяется в основном внутризонными переходами и имеет тип Друде [3]:

$$\sigma(\omega, \mu, T, \gamma_{\text{trans}}) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(2 \cosh \left(\frac{\mu}{2k_B T} \right) \right) \frac{i}{\omega + i\gamma_{\text{trans}}},$$

где μ – значение химического потенциала (в расчетах $\mu = 0,2$ эВ); T – температура (в расчетах принята величина комнатной); значение параметра столкновительного уширения $\gamma_{\text{trans}} = 13$ ТГц было взято из [11].

Оптимальные параметры, при которых было достигнуто максимальное поглощение (соответствуют кривым, изображенным на рис. 2), приведены в таблице. Фактор заполнения решетки (d/L) везде выбран равным 0,5, а диэлектрическая проницаемость слоев с обеих сторон графена – равной 4, что характерно для подобных структур [10].

Оптимальные параметры для систем различной конфигурации для обеих поляризаций
Optimal parameters of the systems with different configurations for both polarizations

Параметры решетки	Пропускающая решетка		Отражающая решетка	
	ТЕ-поляризация: графен снизу/сверху	ТМ-поляризация: графен снизу/сверху	ТЕ-поляризация	ТМ-поляризация
Период L , мкм	290/195	242,5/290	195	242,5
Глубина нарезки h , мкм	50/50	500/275	50	275
Высота верхнего диэлектрика d_1 , мкм	50/275	50/500	50	387,5
Высота нижнего диэлектрика d_2 , мкм	162,5/50	275/50	500	50

Электромагнитное поле в результате дифракции представляет собой набор гармоник, и максимальное поглощение соответствует случаю, когда поле локализовано в области графена, и наоборот, если в области графена электрическая компонента поля минимальна, то поглощение будет минимальным. Появление ближнего рассеянного поля в процессе дифракции на металлической решетке позволяет повысить поглощение по сравнению со свободным графеновым слоем. Действительно, при нормальном падении плоской волны с частотой 1 ТГц единственными объемными волнами для данных параметров системы (период решетки меньше длины волны) являются гармоники, соответствующие индексу $n = 0$. Все компоненты рассмотренных систем, кроме графенового листа, непоглощающие, это означает, что поглощение происходит исключительно в графене. Таким образом, атомарно-тонкий слой при правильном выборе параметров системы может поглощать вплоть до 100 % падающего излучения.

Следует подчеркнуть роль диэлектрических пластинок наравне с параметрами решетки в рассматриваемых системах. Варьируя диэлектрическую проницаемость и толщину пластинки, можно добиться большей локализации электромагнитного поля на графене [11].

В случае реального металла задача дифракции для сравнения была также решена методом анализа связанных волн [15; 16] для систем, изображенных на рис. 1. Результаты численных симуляций совпали с результатами расчетов, приведенных выше. Из этого следует, что для данного частотного диапазона конечная величина скин-слоя металла не влияет значительным образом на поглощение электромагнитных волн листом графена.

Заключение

Продемонстрирована возможность значительного усиления поглощения электромагнитного излучения графеном, расположенным вблизи дифракционной металлической решетки. Дифракция падающей электромагнитной волны на металлической решетке приводит к возникновению гармоник, локализованных и распространяющихся вдоль поверхности графена, благодаря чему эффект поглощения усиливается. Оптимальный подбор расстояния, на котором расположен графен относительно решетки, параметров решетки и диэлектрических слоев, позволяет локализовать поле в месте расположения графенового листа, что усиливает эффект поглощения. Для получения максимального коэффициента поглощения электромагнитного излучения предпочтительной является геометрия, когда графен находится между решеткой и источником излучения.

Большое значение коэффициента поглощения терагерцового излучения в графене может быть использовано для различных приложений, требующих концентрации энергии в малом объеме пространства. Одним из примеров таких приложений является разработка детекторов и сенсоров.

Библиографические ссылки

1. Geim A. K., Novoselov K. S. The rise of grapheme // *Nat. Mater.* 2007. Vol. 6, issue 3. P. 183–191. DOI: 10.1038/nmat1849.
2. Katsnelson M. I. Graphene: Carbon in Two Dimensions. New York : Cambridge University Press, 2012.
3. Mikhailov S. A. Carbon Nanotubes and Graphene for Photonic Applications / ed. by S. Yamashita [et al.]. Cambridge : Woodhead Publishing, 2013. P. 171–219.
4. Ferrari A. C., Bonaccorso F., Fal'ko V., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // *Nanoscale*. 2015. Vol. 7. P. 4598–4810. DOI: 10.1039/C4NR01600A.
5. Vicarelli L., Vitiello M. S., Coquillat D., et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors // *Nat. Mater.* 2012. Vol. 11, issue 10. P. 865–871. DOI: 10.1038/nmat3417.
6. Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., et al. Graphene photonics and optoelectronic // *Nat. Photonics*. 2010. Vol. 4. P. 611–622. DOI: 10.1038/nphoton.2010.186.
7. Booth T. J., Blake P., Nair R. R. Macroscopic Graphene Membranes and Their Extraordinary Stiffness // *Nano Lett.* 2008. Vol. 8, issue 8. P. 2442–2446. DOI: 10.1021/nl801412y.
8. Kuzhir P., Volynets N., Maksimenko S., et al. Multilayered Graphene in Ka-Band: Nanoscale Coating for Aerospace Applications // *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2013. Vol. 13, № 8. P. 5864–5867. DOI: 10.1166/jnn.2013.7551.
9. Wallace P. R. The Band Theory of Graphite // *Phys. Rev.* 1947. Vol. 71, issue 9. P. 622–634. DOI: 10.1103/PhysRev.71.635.
10. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al. Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption // *Sci. Rep.* 2014. Vol. 4. Article ID: 7191. DOI: 10.1038/srep07191.
11. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al. Enhanced microwave-to-terahertz absorption in grapheme // *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108, issue 12. Article ID: 123101. DOI: 10.1063/1.4944531.
12. Ott H. Electromagnetic compatibility engineering. New York : John Wiley and Sons, 2009.
13. Lee Yun-Shik. Principles of Terahertz Science and Technology. New York : Springer, 2009.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
15. Knop K. Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves // *JOSA*. 1978. Vol. 68, issue 9. P. 1206–1210. DOI: 10.1364/JOSA.68.001206.
16. Lalanne P., Morris G. M. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization // *JOSA A*. 1996. Vol. 13, issue 4. P. 779–784. DOI: 10.1364/JOSAA.13.000779.

References

1. Geim A. K., Novoselov K. S. The rise of grapheme. *Nat. Mater.* 2007. Vol. 6, issue 3. P. 183–191. DOI: 10.1038/nmat1849.
2. Katsnelson M. I. Graphene: Carbon in Two Dimensions. New York : Cambridge University Press, 2012.
3. Mikhailov S. A. Carbon Nanotubes and Graphene for Photonic Applications. Cambridge : Woodhead Publishing, 2013. P. 171–219.
4. Ferrari A. C., Bonaccorso F., Fal'ko V., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale*. 2015. Vol. 7. P. 4598–4810. DOI: 10.1039/C4NR01600A.
5. Vicarelli L., Vitiello M. S., Coquillat D., et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors. *Nat. Mater.* 2012. Vol. 11, issue 10. P. 865–871. DOI: 10.1038/nmat3417.
6. Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., et al. Graphene photonics and optoelectronic. *Nat. Photonics*. 2010. Vol. 4. P. 611–622. DOI: 10.1038/nphoton.2010.186.
7. Booth T. J., Blake P., Nair R. R. Macroscopic Graphene Membranes and Their Extraordinary Stiffness. *Nano Lett.* 2008. Vol. 8, issue 8. P. 2442–2446. DOI: 10.1021/nl801412y.
8. Kuzhir P., Volynets N., Maksimenko S., et al. Multilayered Graphene in Ka-Band: Nanoscale Coating for Aerospace Applications. *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2013. Vol. 13, No. 8. P. 5864–5867. DOI: 10.1166/jnn.2013.7551.
9. Wallace P. R. The Band Theory of Graphite. *Phys. Rev.* 1947. Vol. 71, issue 9. P. 622–634. DOI: 10.1103/PhysRev.71.635.
10. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al. Flexible transparent graphene/polymer multilayers for efficient electromagnetic field absorption. *Sci. Rep.* 2014. Vol. 4. Article ID: 7191. DOI: 10.1038/srep07191.
11. Batrakov K., Kuzhir P., Maksimenko S., et al. Enhanced microwave-to-terahertz absorption in grapheme. *Appl. Phys. Lett.* 2016. Vol. 108, issue 12. Article ID: 123101. DOI: 10.1063/1.4944531.
12. Ott H. Electromagnetic compatibility engineering. New York : John Wiley and Sons, 2009.
13. Lee Yun-Shik. Principles of Terahertz Science and Technology. New York : Springer, 2009.
14. Landau L. D., Lifshitz E. M. [Theoretical physics. Electrodynamics of Continuous Media]. Moscow, 1982 (in Russ.).
15. Knop K. Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves. *JOSA*. 1978. Vol. 68, issue 9. P. 1206–1210. DOI: 10.1364/JOSA.68.001206.
16. Lalanne P., Morris G. M. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *JOSA A*. 1996. Vol. 13, issue 4. P. 779–784. DOI: 10.1364/JOSAA.13.000779.

Статья поступила в редколлегию 17.10.2017.
Received by editorial board 17.10.2017.