

ПЛАЗМОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГРАФЕНОВОЙ НАНОСТРУКТУРЕ С ЗАТВОРОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В. Фельшерук, А.Л. Данилюк
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки 6, 22013 Минск, Беларусь,
felsheruk1994@gmail.com, danilyuk@nano-center.org

Представлены результаты моделирования коэффициентов распространения и поглощения электромагнитного излучения (ЭМИ) в однослойной графеновой наноструктуре с одним затвором в зависимости от приложенного перпендикулярно к плоскости графена магнитного поля и напряжения на затворе в терагерцевом частотном диапазоне (от 1 до 10 ТГц). Полученные частотные зависимости показали, что управлять коэффициентами распространения и поглощения ЭМИ графена можно путем изменения значения величин напряжения на затворе и приложенного магнитного поля. Наиболее существенное влияние магнитного поля на коэффициент распространения и отрицательную величину коэффициента поглощения наблюдается в частотном диапазоне вблизи 1 ТГц при значениях напряжения на затворе около 0,2 В. Увеличение напряжения и частоты ЭМИ ведет к потере усиления за счет плазмонов.

Ключевые слова: плазмон; графен; электромагнитное излучение; магнитное поле; затвор.

PLASMONIC EFFECTS IN A GRAPHENE NANOSTRUCTURE WITH GATE IN A MAGNETIC FIELD

A.V. Felsharuk, A.L. Danilyuk
Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
6 P. Brovki Str., 220013 Minsk, Belarus, felsheruk1994@gmail.com; danilyuk@nano-center.org

The results of simulation of the coefficients of propagation and absorption of electromagnetic radiation (EMR) in a single-layer graphene nanostructure with one gate are presented, depending on the magnetic field applied perpendicular to the graphene plane and the gate voltage in the terahertz frequency range (from 1 to 10 THz). The obtained frequency dependences showed that it is possible to control the EMR propagation and absorption coefficients of graphene by changing the values of the gate voltage and the applied magnetic field. The most significant effect of the magnetic field on the propagation coefficient and the negative value of the absorption coefficient is observed in the frequency range near 1 THz at gate voltage values of about 0.2 V. An increase in gate voltage and frequency leads to a loss of gain due to plasmons.

It was found that in the region of magnetic fields with an induction of 2 T, the frequency dependences of the EMR propagation and absorption coefficients are nonmonotonic. The propagation coefficient is characterized by a minimum approximately equal to one at a frequency of 5-6 THz. The absorption coefficient in this case changes from negative values at a frequency of less than 5 THz to positive values at a frequency of more than 5 THz. In the region of increased magnetic fields with an induction of 10 T, the frequency dependences of the propagation and absorption coefficients become monotonic. In this case, the propagation coefficient increases to several hundred in the frequency range 1-2 THz and decreases to 10-20 in the range of 9-10 THz. The absorption coefficient is negative in the entire frequency range, decreasing in absolute value from $-9 \cdot 10^4$ to -10^4 m^{-1} .

Keywords: plasmon; graphene; electromagnetic radiation; a magnetic field; gate.

Введение

В настоящее время считается установленным вывод, что на границе между проводником и диэлектриком возможно получить поверхностные плазмоны с той же частотой, что и внешние электромагнитные волны, но с намного меньшей длиной волны. Это позволит использовать плаз-

моны в наноструктурах для обработки и передачи информации внутри интегральной микросхемы. Плазмонные межсоединения стали бы настоящим прорывом в области повышения рабочих частот интегральных микросхем. В этом плане перспективным направлением для решения подобной задачи является исследование

плазмонных колебаний в терагерцевом диапазоне частот и, в частности, с использованием графена на диэлектрической подложке. Однако на этом пути еще предстоит решить ряд не только технологических, но и физических задач по возбуждению, распространению и детектированию плазмонных колебаний с контролируемыми параметрами.

Одним из альтернативных методов, позволяющим управлять параметрами плазмонных колебаний, является изменение величины приложенного магнитного поля к структуре [1].

Целью данной работы является моделирование коэффициентов распространения и поглощения электромагнитного излучения (ЭМИ) в однослойной графеновой наноструктуре с одним затвором на диэлектрической подложке в зависимости от приложенного перпендикулярно к плоскости графена магнитного поля и величины напряжения на затворе в терагерцевом частотном диапазоне.

Материалы и методы исследования

Так как в рассматриваемом частотном диапазоне (от 1 до 10 ТГц) вкладом межзонных переходов ($\sigma_{\text{inter}}(\omega)$) в общую проводимость графена можно пренебречь ($\sigma_{\text{inter}}(\omega) \ll \sigma_{\text{intra}}(\omega)$ [1]), то модель поверхностной проводимости монослоя графена ($\sigma_S(\omega)$) может быть представлена в следующем виде:

$$\sigma_S(\omega) \cong \sigma_{\text{intra}}(\omega) = -i \frac{e^2 kT}{\pi (h/2\pi)^2 (\omega - i2\Gamma)} * \left(\frac{\mu}{kT} + 2 \ln \left(\exp \left(\frac{-\mu}{kT} \right) + 1 \right) \right), \quad (1)$$

где Γ – частота рассеяния электронов; h – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана; T – температура; e – элементарный заряд; ω – круговая частота ЭМИ; μ – химический потенциал в графене.

Оптическая проводимость однослойной графеновой наноструктуры (σ_{xx}) может быть определена из тензора внутризонной проводимости $\sigma_{\text{intra}}(\omega)$ и описана в рамках

теории Друде в следующем виде [2]:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{e^2 |\mu|}{\pi (h/2\pi)^2} \frac{i(\omega + i/\tau)}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2}, \quad (2)$$

где τ – время релаксации электронов в графене; $\omega_c = eBv_F/\mu$ – круговая частота плазмонов, аналогичная классической циклотронной частоте; v_F – скорость Ферми электронов в графене (в расчетах $v_F = 10^6$ м/с).

Уравнения, характеризующие взаимодействие ЭМИ с графеном [3], выводятся из уравнений Максвелла, а дисперсионное соотношение, содержащее коэффициенты поглощения и распространения ЭМИ, из условия нетривиальности решений для таких уравнений:

$$\sqrt{n^2 - \rho^2} + n^2 \sqrt{1 - \rho^2} = -\frac{4\pi}{c\epsilon_0} \sigma \sqrt{n^2 - \rho^2} \sqrt{1 - \rho^2}, \quad (3)$$

где n – показатель преломления на границе среды и образца, ρ – комплексный коэффициент распространения волны ЭМИ, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, $\sigma = \sigma_{xx}$ – проводимость однослойной графеновой наноструктуры, c – скорость света. В расчетах в качестве модели проводимости принято выражение (2), а показатель преломления на границе среды и образца, $n=1$. Таким образом, уравнение (3) можно переписать в виде:

$$\rho = \sqrt{1 - \frac{c^2 \epsilon_0^2}{4\pi^2 \sigma_{xx}^2}}. \quad (4)$$

Величина коэффициента поглощения ЭМИ определяется в виде $2\text{Im}(\rho\omega/c)$, а величина коэффициента распространения ЭМИ определяется в виде $\text{Re}(\rho)$.

Для выражения зависимости химического потенциала в графене от величины напряжения на затворе $\mu(Vg)$ используем интегральное выражение для концентрации носителей заряда от значения химического потенциала и уравнение электростатики гетероструктуры.

Интегральное выражение для концентрации носителей заряда от значения химического потенциала $n_s(\mu)$ выводится следующим образом [4]. Используя функцию Ферми-Дирака, определяем плотность

электронов на единице площади n_e при данном химическом потенциале μ и ненулевой абсолютной температуре T по формуле:

$$n_e(\mu) = \frac{2(kT)^2}{\pi \hbar^2 v_0^2} \int_0^{+\infty} \frac{u}{1 + \exp(u - \frac{\mu}{kT})} du, \quad (5)$$

где $u = \epsilon/kT$.

Используя электронно-дырочную симметрию, получим выражение для плотности дырок n_h :

$$n_h(\mu) = n_e(-\mu). \quad (6)$$

Уравнение электронейтральности для рассматриваемой гетероструктуры определяется следующим образом [4]:

$$eV_g = \mu + \frac{e^2 n_s}{C_{ox}} + \frac{C_{it}}{C_{ox}} \mu, \quad (7)$$

где $n_s(\mu) = n_e(\mu) - n_h(\mu)$ – концентрация носителей заряда; $C_{ox} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d}$ – удельная емкость подзатворного диэлектрика, ϵ – диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная, d – толщина подзатворного диэлектрика; C_{it} – удельная емкость поверхностных состояний.

В расчетах, в качестве материала подзатворного диэлектрика был взят оксид гафния IV (HfO_2) ($\epsilon = 16$), его толщина (d) – 30 нм, а значение $C_{it} = 0$. Все расчеты приведены для комнатной температуры ($T = 300$ К).

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены частотные зависимости коэффициентов распространения и поглощения ЭМИ для напряжений на затворе от 0.2 В до 0.6 В и в магнитном поле с индукцией 2 Тл. Из полученных зависимостей следует, что коэффициент распространения ЭМИ $\text{Re}(\rho)$ монотонно убывает с ростом частоты, принимая максимальные значения равное 10. При достижении частоты порядка 5 ТГц значения коэффициента распространения достигают своего минимума (порядка 1), и в области выше 5 ТГц монотонно возрастает. Коэффициент поглощения ЭМИ $2\text{Im}(\rho\omega/c)$ немонотонно изменяется в данном частотном диапазоне,

принимая как положительные значения (порядка $(0.5-2) \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ в области 10 ТГц), так и отрицательные (порядка минус $(3.5-1.8) \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ в области 1 ТГц), что говорит о реализации как режима поглощения ЭМИ, так и его усиления за счет плазменных колебаний.

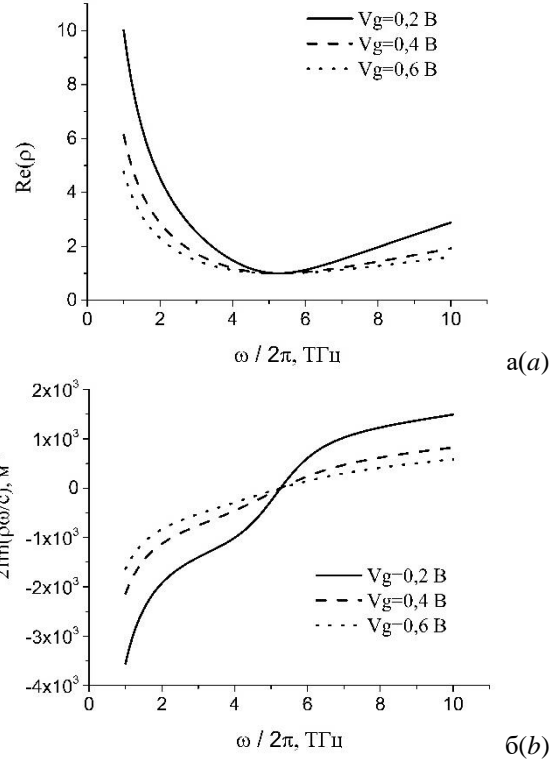


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициентов а) распространения ЭМИ $\text{Re}(\rho)$ и б) поглощения ЭМИ $2\text{Im}(\rho\omega/c)$ при $B = 2$ Тл при различных значениях напряжения на затворе
 Fig. 1. Frequency dependences of the coefficients of a) EMR propagation $\text{Re}(\rho)$ and b) EMR absorption $2\text{Im}(\rho\omega/c)$ at $B = 2$ T at different values of the gate voltage

На рис. 2 представлены частотные зависимости коэффициентов распространения и поглощения ЭМИ для значений напряжений на затворе от 0.2 В до 0.6 В и в магнитном поле с индукцией 10 Тл.

Коэффициент распространения ЭМИ $\text{Re}(\rho)$ в данном случае существенно выше по сравнению с приведенным на рис. 1. Его величина меняется с примерно 120-250 в области 1 ТГц до 10-20 в области 10 ТГц. Существенное снижение его величины вызвано в данном случае подавлением распространения плазмонов за счет роста магнитного поля. Коэффициент поглощения

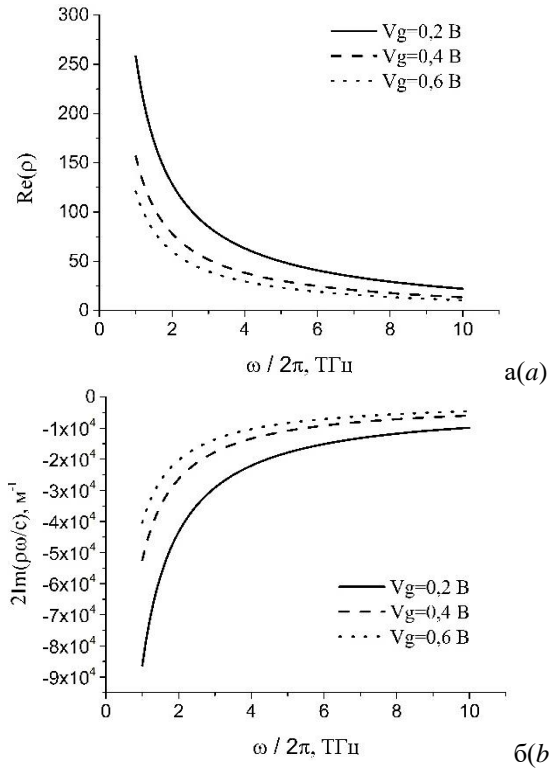


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициентов а) распространения ЭМИ $Re(\rho)$ и б) поглощения ЭМИ $2Im(\rho\omega/c)$ при $B=10$ Тл при различных значениях напряжения на затворе
 Fig. 2. Frequency dependences of the coefficients of a) EMR propagation $Re(\rho)$ and b) EMR absorption $2Im(\rho\omega/c)$ at $B=10$ T at different values of the gate voltage

ЭМИ $2Im(\rho\omega/c)$ монотонно возрастает, принимая только отрицательные значения.

Как видно из полученных зависимостей, с увеличением значения напряжения на затворе частотные зависимости коэффициентов распространения ЭМИ $Re(\rho)$ и поглощения ЭМИ $2Im(\rho\omega/c)$ сохраняют нелинейный характер, однако влияние магнитного поля на эти зависимости значительно ослабевает.

Заключение

Проведено моделирование коэффициентов распространения и поглощения ЭМИ однослойной графеновой наноструктуры в зависимости от напряжения на затворе и величины приложенного магнитного поля показало, что управлять параметрами плазмонов в графене можно путем изменения величины магнитного поля, однако, это влияние ограничено значением величины напряжения на затворе. Наиболее существенное влияние магнитного поля на коэффициент распространения и отрицательную величину коэффициента поглощения наблюдается в частотном диапазоне вблизи 1 ТГц при значениях напряжения на затворе около 0.2 В. Увеличение напряжения и частоты ЭМИ ведет к потере усиления за счет плазмонов.

Библиографические ссылки/ References

1. Yan H., Xia F., Li Z., Avouris P. Plasmonics of coupled graphene micro-structures. *New Journal of Physics* 2012; 14(12): 125001.
2. Andryieuski A., Lavrinenko A.V. Graphene metamaterials based tunable terahertz absorber: effective surface conductivity approach. *Optics express* 2013; 21(7): 9144-9155.
3. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures. *J. Phys.: Condens. Matter*. 2011; 23(2): 145302.
4. Zebrev G. I. Graphene field effect transistors: diffusion-drift theory. *Physics and Applications of Graphene—Theory* 2011: 480-486.