

# КОМПЛЕКСНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ МОНОСЛОЯ ГРАФЕНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Фельшерук А.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
г. Минск, Республика Беларусь

Данилюк А.Л. – канд. физ.-мат. наук, доцент

Представлены результаты моделирования комплексной диэлектрической проницаемости графена в зависимости от приложенного перпендикулярно к плоскости графена магнитного поля в терагерцевом частотном диапазоне. Полученные частотные зависимости показали, что управлять комплексной диэлектрической проницаемостью графена можно путем изменения значения величины индукции магнитного поля.

За последнее десятилетие исследователи пришли к выводу, 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 плазмоны в наноструктурах для переноса 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 контролируруемыми параметрами.

Малая циклотронная масса электронов и зависимость концентрации носителей в графене от внешнего магнитного поля позволяют осуществлять контроль плазмонов в графене. Данный метод способен избавить от необходимости прямого электрического контакта для управления оптическим откликом однослойной графеновой наноструктуры [1].

В данной работе представлены результаты моделирования оптической  $\epsilon_{xx}$  и холловской  $\epsilon_{xy}$  диэлектрической проницаемости однослойной графеновой наноструктуры в зависимости от величины химического потенциала  $\mu$  и величины, приложенного перпендикулярно к плоскости структуры, магнитного поля  $B$  в терагерцевом частотном диапазоне. В качестве модели поверхностной проводимости графена было использовано следующее выражение [2]:

$$\sigma_S(\omega) = \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega), \quad (1)$$

$$\sigma_{intra}(\omega) = -j \frac{e^2 kT}{\pi (h/2\pi)^2 (\omega - j2\Gamma)} \left( \frac{\mu}{kT} + 2 \ln \left( \exp \left( \frac{-\mu}{kT} \right) + 1 \right) \right), \quad (2)$$

$$\sigma_{inter}(\omega) = \frac{e^2}{4(h/2\pi)} \left[ H(\omega/2) + j \frac{4\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{H(\Omega) - H(\omega/2)}{\omega^2 - 4\Omega^2} d\Omega \right], \quad (3)$$

где  $\Gamma$  – скорость рассеяния электронов;  $h$  – редуцированная постоянная Планка;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $e$  – заряд электрона;  $\omega$  – круговая частота;  $\mu$  – химический потенциал в графене, функции  $H(\Omega) = \sinh(h\Omega/2\pi kT) / [\cosh(h\Omega/2\pi kT) + \cosh(\mu/kT)]$ ,  $H(\omega/2) = H(\Omega \rightarrow \omega/2)$ .

В рассматриваемом диапазоне частот  $\sigma_{inter}(\omega) \ll \sigma_{intra}(\omega)$ , т. е. вкладом межзонных переходов в проводимость можно пренебречь [1]. Таким образом, поверхностная проводимость графена может быть описана в рамках теории Друде.

Если статическое магнитное поле приложено перпендикулярно к плоскости графена, то тензор диэлектрической проницаемости графена можно выразить в виде [3]:

$$\epsilon = 1 + \frac{i}{\omega d \epsilon_0} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{yx} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_d \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $d$  – толщина графена (для расчетов  $d=0,5$  нм);  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\sigma_d = \sigma_{xx}$  при  $B=0$ .

Оптическая  $\sigma_{xx}$  и холловская  $\sigma_{xy}$  проводимости однослойной графеновой наноструктуры могут быть представлены в виде [3]:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{e^2 |\mu|}{\pi (h/2\pi)^2} \frac{i(\omega + i/\tau)}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2}, \quad (5)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{e^2 |\mu|}{\pi (h/2\pi)^2} \frac{\omega_c}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2}, \quad (6)$$

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

На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной части оптической  $\epsilon_{xx}$  и холловской  $\epsilon_{xy}$  диэлектрической проницаемости однослойного графена при  $\mu = 0,1$  эВ в магнитных полях от 1 до 10 Т. Из полученных зависимостей следует, что величина оптической  $\epsilon_{xx}$  диэлектрической проницаемости, начиная с величины магнитного поля  $B=7$  Т, изменяет знак с положительного на отрицательный. Зависимости холловской  $\epsilon_{xy}$  диэлектрической проницаемости однослойного графена, начиная с величины поля  $B=7$  Т, приобретают резонансный характер.

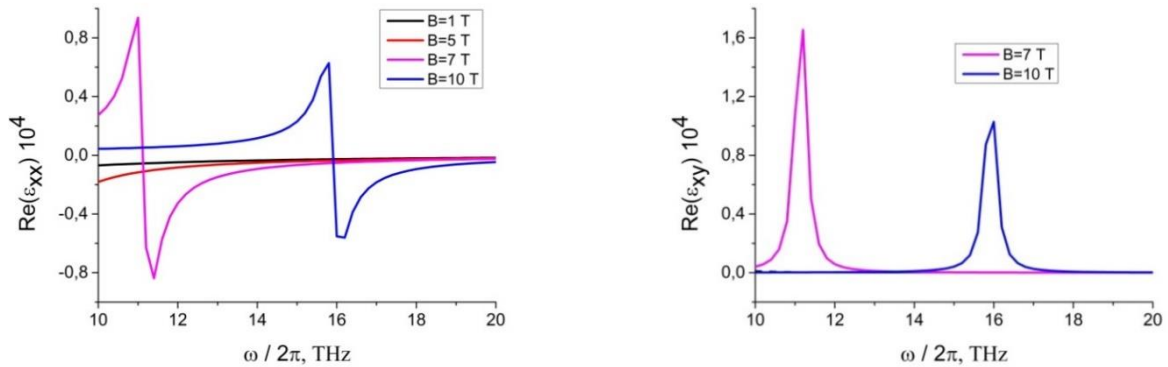


Рисунок 1 – Частотные зависимости действительной части оптической  $\epsilon_{xx}$  и холловской  $\epsilon_{xy}$  диэлектрической проницаемости однослойного графена при  $\mu = 0,1$  эВ в различных магнитных полях

На рис. 2 приведены аналогичные частотные зависимости  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{xy}$  при  $\mu = 0,5$  эВ.

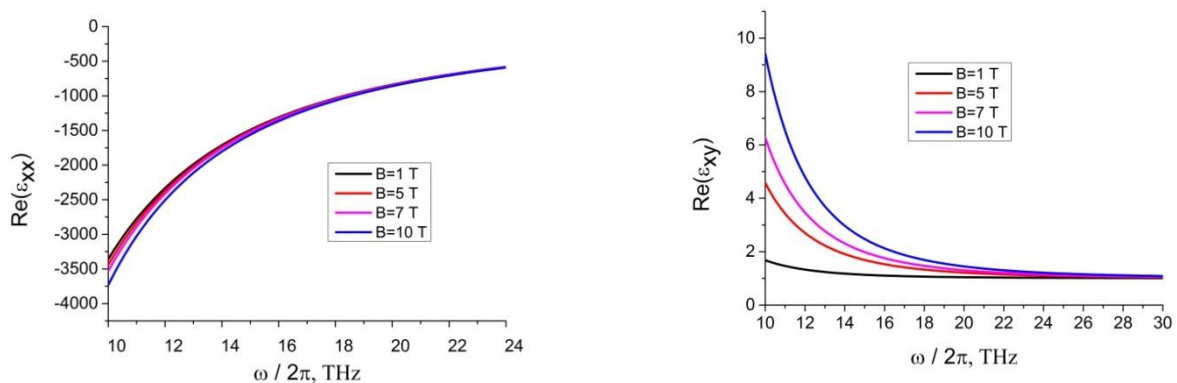


Рисунок 2 – Частотные зависимости действительной части оптической  $\epsilon_{xx}$  и холловской  $\epsilon_{xy}$  диэлектрической проницаемости однослойного графена при  $\mu = 0,5$  эВ в различных магнитных полях

Как видно, из полученных зависимостей, с увеличением значения химического потенциала частотные зависимости оптической  $\epsilon_{xx}$  и холловской  $\epsilon_{xy}$  диэлектрической проницаемости сохраняют нелинейный характер, однако влияние магнитного поля на  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{xy}$  заметно ослабевает.

Проведенное моделирование электродинамических параметров однослойной графеновой наноструктуры в зависимости от химического потенциала и приложенного магнитного поля показало, что управлять диэлектрической проницаемостью графена, а значит и параметрами плазмонов, можно путем изменения величины магнитного поля.

#### Список использованных источников:

1. *Plasmonics of coupled graphene micro-structures.* / Yan H. [et al.] // *New Journal of Physics.* – 2012. – V. 14. – №. 12. – P. 125001.
2. *Andryieuski, A. Graphene metamaterials based tunable terahertz absorber: effective surface conductivity approach* / A. Andryieuski, A. V. Lavrinenko // *Optics express.* – 2013. – V. 21. – №. 7. – P. 9144-9155.
3. *Wang, W. Edge magnetoplasmons and the optical excitations in graphene disks* / Wang W., Apell S. P., Kinaret J. M. // *Physical Review B.* – 2012. – V. 86. – №. 12. – P. 125450.