

# ПЛАЗМОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГРАФЕНОВОЙ НАНОСТРУКТУРЕ

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

Фельшерук А. В.

Данилюк А. Л. – к. ф.-м. н., доцент

Представлены результаты математического моделирования коэффициентов распространения и поглощения электромагнитного излучения (ЭМИ) в наноструктуре металл/диэлектрик/графен в терагерцевом частотном диапазоне. Установлено, что ЭМИ в рассматриваемом диапазоне частот может, как распространяться за счет плазмонных колебаний, так и усиливаться за счет них.

За последнее десятилетие исследователи пришли к выводу, что на границе между металлом (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 чипа. 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.

В данной работе представлены результаты моделирования плазмонных эффектов в однослойной графеновой наноструктуре в зависимости от величины химического потенциала  $\mu$  и температуры  $T$  в терагерцевом частотном диапазоне. Ключевую роль в этом случае играет динамическая проводимость графена. В качестве модели проводимости графена было использовано следующее выражение [1]:

$$\sigma(\omega) = \left( \frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{8kT\tau}{\pi\hbar(1-i\omega\tau)} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\mu}{kT} \right) \right] + \tanh \left( \frac{\hbar\omega - 2\mu}{4kT} \right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^{\infty} \frac{G(\varepsilon, \mu) - G(\hbar\omega, \mu)}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon \right\}, \quad (1)$$

где  $\tau$  – время релаксации электронов,  $\hbar$  – редуцированная постоянная Планка,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона,  $\omega$  – круговая частота, функции

$$G(\varepsilon, \varepsilon') = \frac{\sinh \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right)}{\cosh \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right) + \cosh \left( \frac{\varepsilon'}{kT} \right)}, \quad (2)$$

Уравнения, характеризующие взаимодействие электромагнитного излучения (ЭМИ) с графеном, выводятся из уравнений Максвелла, а дисперсионное соотношение, содержащее коэффициенты поглощения и прохождения, из условия нетривиальности решений для таких уравнений [1]:

$$\sqrt{n^2 - p^2} + n^2 \sqrt{1 - p^2} + \frac{4\pi}{c\varepsilon_0} \sigma(\omega) \sqrt{n^2 - p^2} \sqrt{1 - p^2} = 0, \quad (3)$$

где  $n$  – показатель преломления на границе среды и образца,  $p$  – комплексный коэффициент прохождения (распространения) волны ЭМИ,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная. Величина коэффициента поглощения ЭМИ определяется в виде  $\text{Im}(p\omega/c)$ , а величина коэффициента распространения (прохождения) ЭМИ определяется в виде  $\text{Re}(p)$ .

На рис. 1 приведена частотная зависимость коэффициента поглощения при различных показателях преломления на границе среды и образца при температуре 300 К. Как видно из рис. 1, его величина не монотонно изменяется в данном частотном диапазоне, принимая как положительные значения, так и отрицательные. Это говорит о том, что в зависимости от соотношений параметров наноструктуры и частоты, могут реализоваться режимы как поглощения ЭМИ, так и его усиления за счет плазмонных колебаний, а с ростом показателя преломления на границе среды и образца поглощение ЭМИ усиливается.

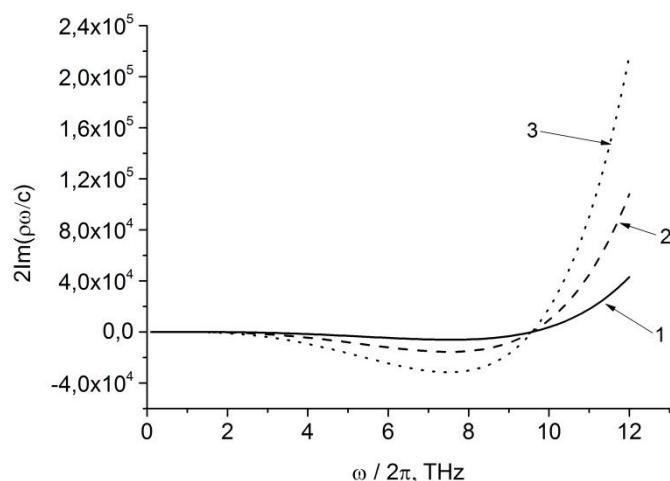


Рисунок 1 – Частотные зависимости коэффициента поглощения ЭМИ при различных  $n$  (1 —  $n = 1$ ; 2 —  $n = 2$ ; 3 —  $n = 3$ ) и при химическом потенциале  $\mu = 0,02$  эВ

На рис. 2 приведены частотные зависимости коэффициента распространения при различных значениях химического потенциала и показателях преломления на границе среды и образца. Как можно видеть, его величина может, как возрастать с частотой, так и немонотонно изменяться в данном частотном диапазоне.

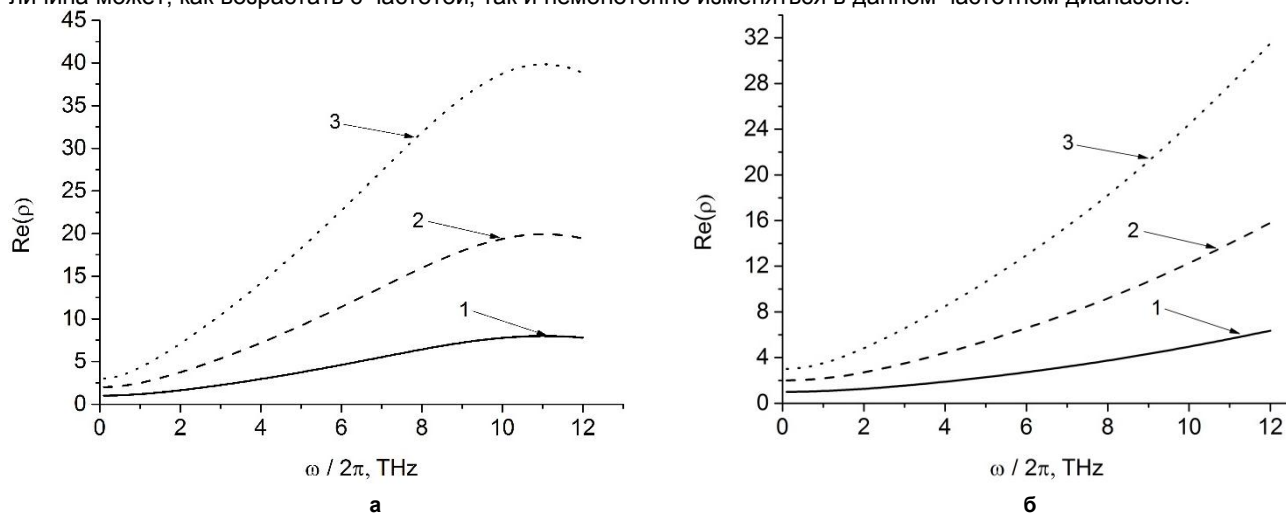


Рисунок 2 – Частотные зависимости коэффициента распространения ЭМИ при различных  $n$  (1 —  $n = 1$ ; 2 —  $n = 2$ ; 3 —  $n = 3$ ) и при различных химических потенциалах  $\mu$  а) 0 эВ и б) 0,02 эВ

Таким образом, проведено моделирование плазмонных эффектов в однослойной графеновой наноструктуре в зависимости от химического потенциала и температуры. Полученные частотные зависимости коэффициентов распространения и поглощения ЭМИ показали, что в рассмотренном диапазоне частот ЭМИ может не только распространяться за счет плазмонных колебаний, но и усиливаться за счет них.

*Список использованных источников:*

1. Dubinov, A. A. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures / A. A. Dubinov, V. Mitin, T. Otsuji // J. Phys.: Condens. Matter. – 2011. – Vol. 23, No. 14. – P. 145302.
2. Zebrev, G. I. Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory/ 23 Chapter in Physics and Applications of Graphene-Theory. Ed. by S. Mikhailov. – InTech, 2011. – P.476–498.