

УДК 621.372.82

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ВОЛНОВОД С ВНЕШНИМ СЛОЕМ ГРАФЕНАЗезюля П.А.¹, Гацкевич Е.И.², Малевич В.Л.^{3,4}, Синицын Г.В.⁴¹Белорусский государственный университет
Минск, Республика Беларусь²Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь³Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Минск, Республика Беларусь⁴Институт физики НАН Беларуси
Минск, Республика Беларусь

Как известно, вдоль границы металлического провода может распространяться цилиндрическая поверхностная электромагнитная волна ТМ типа (поверхностный плазмон-поляритон (ПП)), амплитуда поля которой экспоненциально уменьшается при удалении от поверхности проводника. С уменьшением частоты коэффициент затухания ПП падает и в области ТГц частот длина пробега ТГц ПП может составлять несколько десятков сантиметров и достигать метра на субтерагерцовых частотах [1, 2]. Слабое затухание ТГц ПП обусловлено малой глубиной проникновения ТГц поля в металл, что приводит к преимущественной локализации его в диэлектрике, окружающем проводник. Было показано, что такие волноводы обладают незначительной дисперсией групповой скорости и могут передавать широкополосные ТГц импульсы без существенных искажений. Одним из недостатков этих волноводов является малая степень локализации электромагнитного поля. Экспериментально было показано [2], что ТГц поле проникает за пределы проводника на расстояния порядка нескольких сантиметров.

Вдоль поверхности графенового монослоя также могут распространяться локализованные поверхностные электромагнитные волны, причем, как ТМ, так и ТЕ типов поляризаций [3]. Эти поверхностные моды могут перекрываться и взаимодействовать с поверхностными плазмон-поляритонами, распространяющимися вдоль границы металла. Весьма существенно, что дисперсией и затуханием поверхностных мод можно управлять, изменяя его проводимость путем подачи напряжения.

В данной работе проанализированы особенности распространения поверхностных ТГц волн ТМ поляризации в коаксиальной волноводной структуре, состоящей из центрального проводника, выполненного из металла или полупроводника, промежуточного слоя диэлектрика и нанесенного на его внешнюю поверхность монослоя графена.

Дисперсионное уравнение, описывающее распространение ТМ волну в рассматриваемой структуре имеет вид [4]:

$$\left[1 + \frac{\varepsilon_m k I_1(k_m a) K_0(ka)}{\varepsilon k_m I_0(k_m a) K_1(ka)} \right] \left[\frac{\varepsilon I_1(kb)}{k I_0(kb)} + \frac{1}{q} \frac{K_1(qb)}{K_0(qb)} + i \frac{4\pi\sigma_g}{\omega} \right] = \frac{I_1(ka) K_0(kb)}{K_1(ka) I_0(kb)} \times \left[1 - \frac{\varepsilon_m k I_1(k_m a) I_0(ka)}{\varepsilon k_m I_0(k_m a) I_1(ka)} \right] \times \left[\frac{\varepsilon K_1(kb)}{k K_0(kb)} - \frac{1}{q} \frac{K_1(qb)}{K_0(qb)} - i \frac{4\pi\sigma_g}{\omega} \right], \quad (1)$$

где a и b – радиусы провода и цилиндрического графенового слоя, σ_g – поверхностная проводимость графена, ε – диэлектрическая проницаемость диэлектрика, использовалось друде-лорентцевское выражение для диэлектрической проницаемости металла $\varepsilon_m(\omega) = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\gamma)$ (ω_p – плазменная частота, γ – время релаксации электронов по импульсу), $q = (\beta^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}$, $k = (\beta^2 - \varepsilon\omega^2/c^2)^{1/2}$,

$k_m = (\beta^2 - \varepsilon_m \omega^2/c^2)^{1/2}$, ω и β – частота и постоянная распространения волны, $I_n(x)$ и $K_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя.

В рассматриваемом ТГц диапазоне частот можно ограничиться внутризонным (друдевским) вкладом [5] в проводимость графена

$$\sigma_g(\omega) = i \frac{2e^2 kT}{\pi \hbar^2 (\omega - i\gamma_g)} \ln \left(2 \cosh \left(\frac{\varepsilon_F}{2kT} \right) \right),$$

Где ε_F и γ_g – энергия Ферми и частота столкновений электронов в графене.

На рисунке 1 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей постоянных распространения для двух мод, распространяющихся в волноводе. Для диэлектрической проницаемости материала сердцевины волновода брались следующие значения параметров: $\gamma = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Видно, что мода, соответствующая красным линиям, является слабо затухающей. Электрическое поле этой моды в основном локализовано за пределами волновода, что и обуславливает ее слабое поглощение. Большое затухание второй моды (черные линии)

обусловлено друдевским поглощением в проводе и графене, поскольку ее поле локализовано внутри волновода.

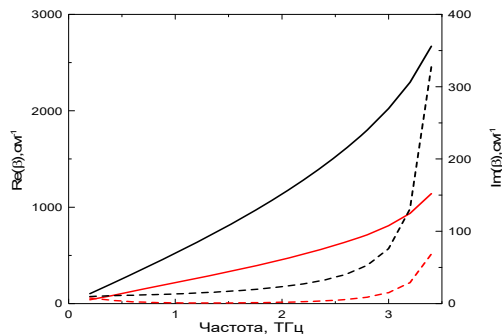


Рисунок 1 – Действительная (сплошные линии) и мнимая части (штриховые линии) постоянной распространения двух мод, рассчитанные для $\varepsilon_F=0,65$ эВ, $a=100$ мкм, $b=150$ мкм, $\gamma_g=10^{12}$ с $^{-1}$

Дисперсионные кривые поверхностных мод коаксиального волновода рассчитывались для $\varepsilon=2$ и разных значений параметров ε_F , a , b (рисунок 2).

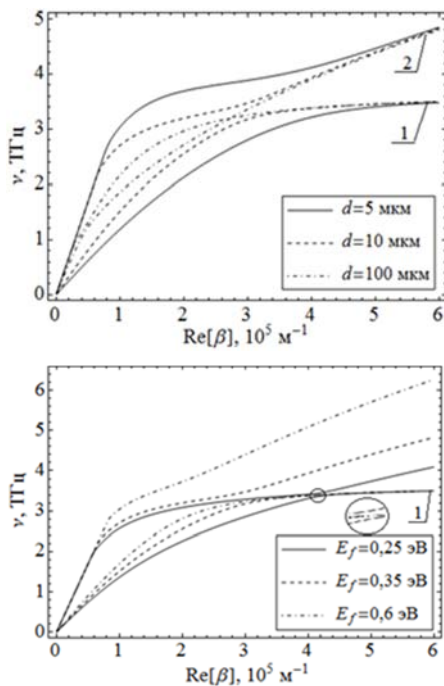


Рисунок 2 – Зависимости частоты поверхностных мод от постоянной распространения: верхний рисунок – для различных значений параметра: $d = b - a$ ($\varepsilon_F = 0,35$ эВ, $a = 15$ мкм); нижний рисунок – для различных ε_F ($a = 15$ мкм, $b = 25$ мкм)

Из расчетов следует, что при большой величине зазора $d = 100$ мкм между слоем графена и поверхностью проводника дисперсионные кривые пересекаются при частоте 3,3 ТГц. При уменьшении расстояния между проводом и графеном моды начинают взаимодействовать, что приводит к снятию вырождения или эффекту «отталкивания мод». Перестройка спектра мод из-за эффекта взаимодействия усиливается при уменьшении величины зазора d . С уменьшением значения уровня Ферми наблюдается уменьшение эффекта «отталкивания мод». Такое поведение связано с тем, что уменьшение концентрации носителей тока в графене приводит к более сильной локализации поля вблизи его поверхности и, соответственно, к более слабому перекрытию полей поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся в проводнике и графене. Исследовалось также влияние радиуса провода на дисперсию волновода. В частности, были проведены расчеты для различных значений радиусов a и b при постоянном значении зазора $d = 10$ мкм. Расчеты показывают, что с уменьшением радиуса провода a эффект «отталкивания мод» возрастает.

Таким образом, в ТГц области частот в коаксиальном волноводе с графеновой оболочкой существуют две моды ТМ типа, одна из которых является слабо затухающей. Постоянные распространения и коэффициенты затухания обеих мод зависят от энергии Ферми графена. Изменяя уровень Ферми путем подачи электрического смещения, можно управлять передаточными характеристиками волновода с графеновой оболочкой.

Литература

1. Wang K., Mittleman D.M. Metal wires for terahertz waveguiding. Nature, 2004, vol. 432, pp. 376–379.
2. THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire/ T.-In Jeon, J. Zhang, D. Grischkowsky. Appl. Phys. Lett., 2005, vol. 86, p. 161904.
3. Graphene photonics and optoelectronic / Bonaccorso F. [et al.] // Nat. Photonics. – 2010. – Vol. 4. – P. 611–622.
4. Коаксиальный терагерцовый волновод с внешним слоем графена / П.А. Зезюля, В.Л. Малевич, Г.В. Сеницын // Материалы «12-ой Международной научно-технической конференции по квантовой электронике», 18–22 ноября 2019 г., г. Минск. – 2019. – С. 13–15.
5. Falkovsky L.A. Optical properties of graphene // J. of Physics: Conference Series. – 2008. – Vol. 129. – № 1. – P. 012004-1-012004-7.