УДК 621.371
doi: 10.21685/2072-3040-2025-2-9

Магнитоплазмонные эффекты при дифракции терагерцовых волн на магнитно-смещенных графеновых метаповерхностях

Г. С. Макеева[1], М. С. Никитин[2]

[1,2]Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

[1]radiotech@pnzgu.ru

Аннотация. *Актуальность и цели.* Целью работы является численное исследование особенностей магнитоплазмонных эффектов, возникающих при дифракции терагерцовых (ТГц) волн на графеновых метаповерхностях во внешних магнитных полях. *Материалы и методы*. Преимуществом графена перед обычными плазмонными материалами для применения в плазмонных и магнитооптических устройствах является высокая чувствительность поверхностных магнитоплазмон-поляритонов к внешним магнитным полям, поскольку циклотронная частота сравнима с плазмонной частотой в ТГц- и дальнем инфракрасном диапазонах. Численное исследование магнитоплазмонных резонансов графеновых метаповерхностей в зависимости от величины внешнего магнитного поля и моделирование 3D-*e*-*Field*-диаграмм рассеяния на элементе графеновой метаповерхности (прямоугольной графеновой наноленте) проведено с помощью программы CST Microwave Studio. Для решения электродинамической задачи дифракции с помощью MWS CST выбран метод анализа графеновой метаповерхности (бесконечной периодической 2D-структуры) путем применения условий периодичности, которые сводят задачу для бесконечной структуры к анализу одного периода. *Результаты.* Получены результаты моделирования 3D-*e*-*Field*-диаграммы рассеяния на элементе магнитно-смещенной графеновой метаповерхности (прямоугольной графеновой наноленте) падающей ТЕМ-волны *p*- и *s*-поляризации для вертикальной E_y и горизонтальной E_x компонент дифрагированного поля на частотах магнитоплазмонного резонанса в ТГц-диапазоне. Проведен анализ магнитоплазмонных эффектов на основе расчета отношения компонент дифрагированного поля и осевого соотношения в точках сечения ($\varphi = 0°$) главного лепестка 3D-*e*-*Field*-диаграмм рассеяния при нормальном падении ТЕМ-волны *p*- и *s*-поляризации. *Выводы.* Из результатов численного исследования характеристик магнитно-смещенных графеновых метаповерхностей следует, что на резонансных частотах наблюдаются магнитоплазмонные эффекты: появление другой компоненты дифрагированного поля, ортогональной по отношению к возбуждающей, а также магнитооптические эффекты вращения плоскости поляризации прошедшей волны (эффект Фарадея) и поворота плоскости поляризации и появление эллиптичности при отражении линейно-поляризованной волны от поверхности графена (магнитооптический эффект Керра), зависящие от величины внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: графеновая метаповерхность, внешнее магнитное поле, циклотронная частота, магнитоплазмонные резонансы, 3D-*e*-*Field*-диаграмма рассеяния

Для цитирования: Макеева Г. С., Никитин М. С. Магнитоплазмонные эффекты при дифракции терагерцовых волн на магнитно-смещенных графеновых метаповерхностях // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2025. № 2. С. 116–133. doi: 10.21685/2072-3040-2025-2-9

Magnetoplasmonic effects at the diffraction of terahertz waves on magnetically biased graphene metasurfaces

© Макеева Г. С., Никитин М. С., 2025. Контент доступен по лицензии Creative Commons Attribution 4.0 License / This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 License.

G.S. Makeeva[1], M.S. Nikitin[2]

[1,2]Penza State University, Penza, Russia

[1]radiotech@pnzgu.ru

Abstract. *Background.* The purpose of this work is a numerical study of the features of magnetoplasmonic effects arising from the diffraction of THz waves on graphene metasurfaces in external magnetic fields. *Materials and methods.* The advantage of graphene over conventional plasmonic materials for use in plasmonic and magneto-optical devices is the high sensitivity of surface magnetoplasmon-polaritons to external magnetic fields, since the cyclotron frequency is comparable to the plasmonic frequency in the THz and far IR ranges. A numerical study of magnetoplasmonic resonances of graphene metasurfaces depending on the induction of an external magnetic field and modeling of 3D *e-Field* scattering patterns on an element of a graphene metasurface (rectangular graphene nanoribbon) was carried out using the CST Microwave Studio program. To solve the electrodynamic diffraction problem using MWS CST, a method was chosen to analyze a graphene metasurface (an infinite periodic 2D structure) by applying periodicity conditions that reduce the problem for an infinite structure to the analysis of one period. *Results.* The results of modeling the 3D *e-Field* scattering diagram on an element of a magnetically biased graphene metasurface (a rectangular graphene nanoribbon) of an incident *TEM*-wave of *p*- and *s*-polarization for the vertical and horizontal components of the diffracted field at magnetoplasmon resonance frequencies in the THz range. An analysis of magnetoplasmonic effects was performed based on the calculation of the ratio of components of the diffracted field and the axial ratio at the points of cross-section (φ=0˚) of the main lobe of the 3D *e-Field* scattering diagrams at normal incidence of a *TEM*-wave of *p*- and *s*-polarization. *Conclusions.* From the results of the numerical study of the characteristics of the magnetically biased graphene metasurfaces it follows that magnetoplasmonic effects are observed at resonant frequencies, i.e. the appearance of another component of the diffracted field, orthogonal to the exciting one, as well as the magneto-optical effects of rotation of the plane of polarization of the transmitted wave (Faraday effect), rotation of the plane of polarization and the appearance of ellipticity of a linearly polarized wave during reflection of a linearly polarized wave from the graphene surface (magneto-optical Kerr effect), depending on the magnitude of the external magnetic field.

Keywords: graphene metasurface, external magnetic field, cyclotron frequency, magnetoplasmonic resonances, *3D e-Field* scattering diagram

For citation: Makeeva G.S., Nikitin M.S. Magnetoplasmonic effects at the diffraction of terahertz waves on magnetically biased graphene metasurfaces. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki = University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences*. 2025;(2):116–133. (In Russ.). doi: 10.21685/2072-3040-2025-2-9

Введение

Магнитные поля могут оказывать сильное влияние на движение электронов в квантовых материалах. Двумерные (2D) электронные системы при воздействии сильных магнитных полей демонстрируют квантованную холловскую проводимость, киральные краевые токи и характерные коллективные моды, называемые магнитоэкситонами и магнитоплазмонами [1]. Графен стал образцовым материалом для магнитооптических (МО) исследований [1–11]. Графен демонстрирует квантовый эффект Холла и сильный эффект циклотронных резонансов уже в умеренно сильных магнитных полях при комнатной температуре [3–6].

Приложение внешнего магнитного поля к графену приводит к циркуляции носителей заряда по циклотронным орбитам, и графеновый конус Дирака распадается на дискретный набор неэквидистантных энергетических уровней Ландау. Для магнитооптики слой графена оказывает резонансное воздействие при энергиях фотонов, равных разности уровней Ландау [5]. Приложенное магнитное поле также изменяет коллективные моды электронов и дырок в графене. Объединяющим термином для таких мод являются магнитоэкситоны. Магнитоэкситоны, происходящие в результате оптических переходов между соседними уровнями Ландау, называют магнитоплазмонами [1].

В области частот от терагерцового (ТГц) до инфракрасного (ИК) диапазона графен поддерживает распространение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), сильно локализованных поверхностью графена. Поверхностные плазмон-поляритоны в графене могут активно перестраиваться с помощью внешнего магнитного поля, происходит гибридизация ППП и циклотронных возбуждений, что приводит к появлению другой квазичастицы, называемой поверхностным магнитоплазмон-поляритоном (МППП) графена. Одним из преимуществ графена перед обычными плазмонными материалами для применения в плазмонных и МО-устройствах является высокая чувствительность МППП к внешним магнитным полям, поскольку циклотронная частота сравнима с плазмонной частотой в ТГц- и дальнем инфракрасном (ИК) диапазонах [6–8].

При приложении внешнего магнитного поля к графену возникают анизотропные эффекты, вызванные силой Лоренца, действующей на электроны. В результате появляется множество интересных физических явлений, в том числе гиротропия, невзаимность и поддержка МППП [9, 10]. Магнитоплазмон-поляритоны графена наряду с модуляцией плазмонных свойств внешним магнитным полем также определяют невзаимный эффект и многодиапазонность по частоте, что применимо в разработке интегральных магнитоплазмонных устройств ТГц-, ИК-диапазонов на основе графена для биосенсоров и телекоммуникационных приложений [11]. Однако на данный момент мало что известно о магнитоплазмонике графена и топологических эффектах в графеновых наноструктурах [5].

Целью данной работы является численное исследование особенностей магнитоплазмонных эффектов, возникающих при дифракции ТГц-волн на графеновых метаповерхностях во внешних магнитных полях.

1. Модель графеновой метаповерхности во внешнем магнитном поле

Анизотропию графена в магнитном поле, перпендикулярном плоскости графена, можно охарактеризовать тензором анизотропной поверхностной проводимости:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \dot{\sigma}_{xx} & \dot{\sigma}_{xy} & 0 \\ \dot{\sigma}_{yx} & \dot{\sigma}_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\sigma}_{d} \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где компоненты тензора имеют следующий вид [12]:

$$\dot{\sigma}_{xx} = \dot{\sigma}_{yy} = \frac{e^2 |E_f|}{\pi\hbar^2} \cdot \frac{i(\omega + i/\tau)}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c{}^2},$$

$$\dot{\sigma}_{xy} = -\dot{\sigma}_{yx} = \frac{e^2 |E_f|}{\pi\hbar^2} \cdot \frac{\omega_c}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c{}^2}, \quad \dot{\sigma}_{xx} = \dot{\sigma}_d \ (\dot{\sigma}_d \text{ при } B = 0);$$

здесь E_f – уровень Ферми; τ – время релаксации, $\tau = \mu E_f / eV_f{}^2$; μ – плотность носителей заряда $\mu = 10^5$ см^2/В·с; ω_c – циклотронная частота, $\omega_c = eBV_f{}^2/E_f$; V_f – скорость Ферми, $V_f = 10^6$ м/с.

Результаты расчета частотных зависимостей действительной и мнимой частей диагональной $\dot{\sigma}_{xx}$ и недиагональной $\dot{\sigma}_{xy}$ компонент тензора проводимости $\hat{\sigma}$ графена в ТГц- и дальнем ИК-диапазонах частот представлены на рис. 1.

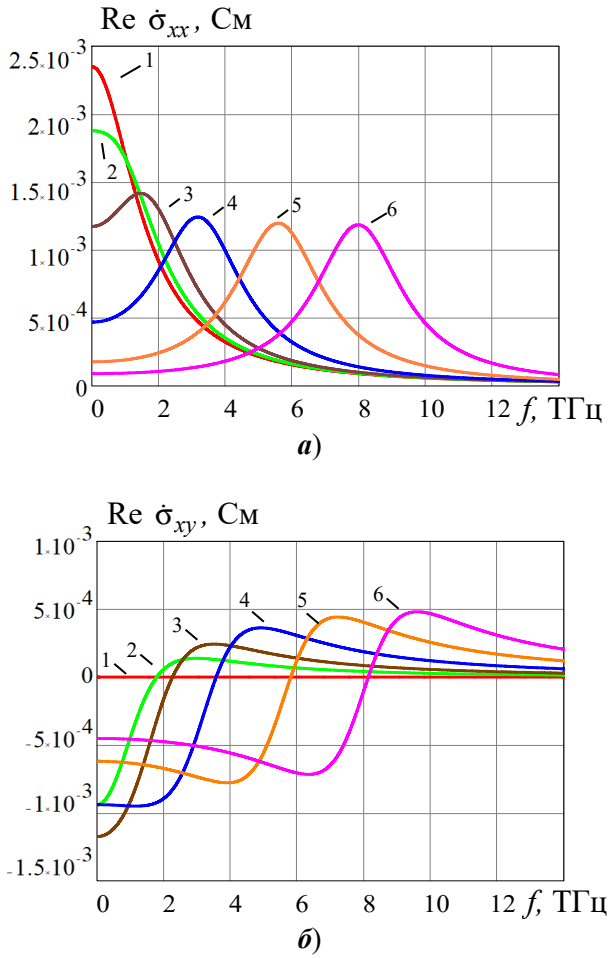
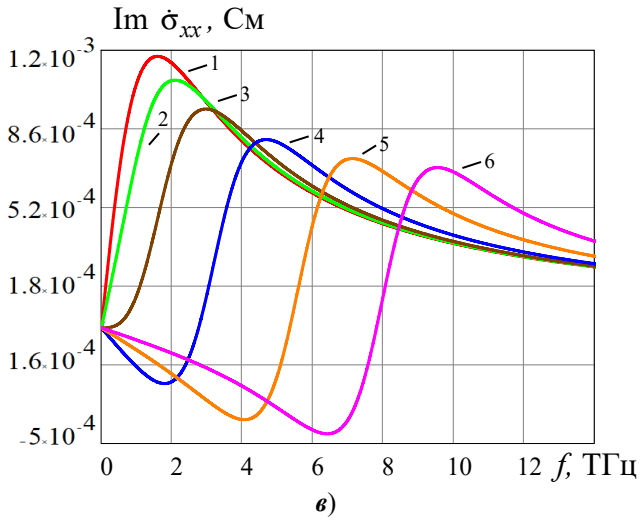
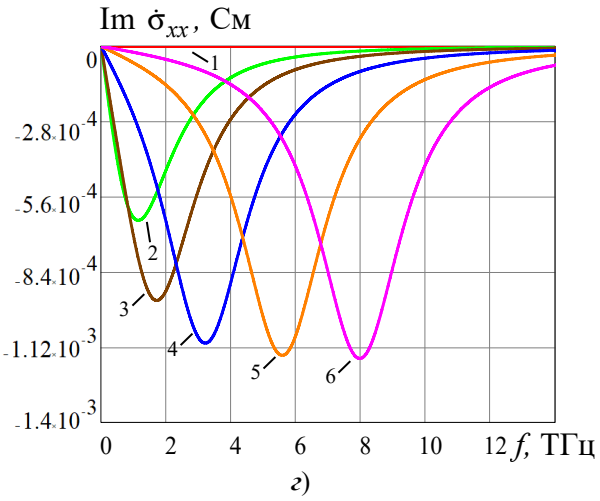


Рис. 1. Зависимости действительной (***а***, ***б***) и мнимой (***в***, ***г***) частей диагональной σ_{xx} (***а***, ***в***) и недиагональной σ_{xy} (***б***, ***г***) компонент тензора проводимости графена от частоты для различных значений индукции B_0 внешнего магнитного поля; кривые: *1* – 0; *2* – 1 Тл; *3* – 2 Тл; *4* – 4 Тл; *5* – 7 Тл; *6* – 10 Тл; τ = 0,1 пс, E_f = –0,2 эВ (начало)



в)



г)

Рис. 1. Окончание

Тензор комплексной диэлектрической проницаемости графена $\hat{\varepsilon}$ при приложении перпендикулярного магнитного поля выражается следующим образом:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{I} + \frac{i}{\omega t \varepsilon_0} \begin{pmatrix} \dot{\sigma}_{xx} & \dot{\sigma}_{xy} & 0 \\ \dot{\sigma}_{yx} & \dot{\sigma}_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\sigma}_{zz} \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

где t – толщина графена; ε_0 – электрическая постоянная.

Для создания модели магнитно-смещенной графеновой метаповерхности, включающей тензор комплексной диэлектрической проницаемости графена $\hat{\varepsilon}$, действительные и мнимые части компонент тензора $\hat{\varepsilon}$ (2) вводились в виде формул в программу MWS CST [13].

В программе MWS CST разработана модель ячейки метаповерхности (период d), содержащей прямоугольную графеновую наноленту (ГНЛ) (ши-

риной *w*, длиной *l*) на диэлектрической подложке (диэлектрическая проницаемость ε, толщина *h*) (рис. 2).

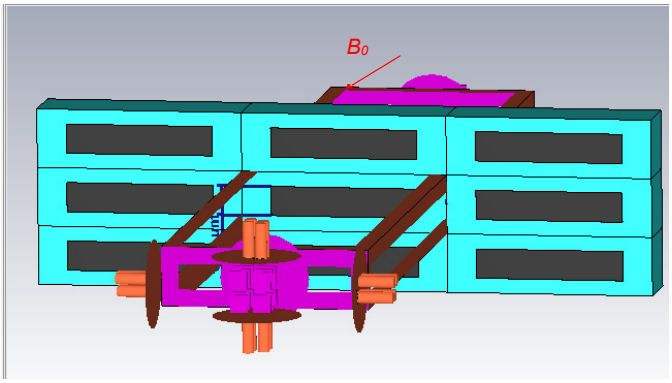


Рис. 2. Модель ячейки метаповерхности из прямоугольных ГНЛ в CST MWS: канал Флоке и ориентация вектора индукции B_0 внешнего магнитного поля

Для описания границы раздела сред используем канал Флоке и охватим ячейку периодическими граничными условиями *Unit Cell* [14], обозначения которых показаны на рис. 2.

Для решения электродинамической задачи дифракции с помощью программы MWS CST выбран метод анализа графеновой метаповерхности (бесконечной периодической 2D-структуры) путем применения условий периодичности, которые сводят задачу для бесконечной структуры к анализу одного периода [14]. Анализируемый фрагмент – ячейка графеновой метаповерхности (рис. 2) – охватывается каналом Флоке [14]; электродинамическая задача решается численным методом конечных элементов в частотной области (*FEM*) [13].

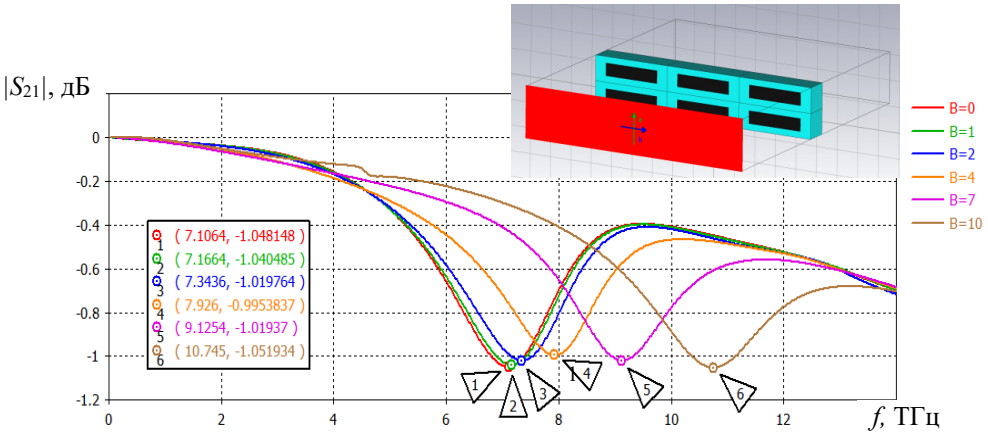
2. Магнитоплазмонные резонансы метаповерхности из прямоугольных ГНЛ во внешнем магнитном поле

С помощью программы MWS CST проведено моделирование рассеяния нормально падающих ТЕМ-волн *p*- и s-поляризации (см. вставки к рис. 3,***а***,***в***) на графеновую метаповерхность при приложении внешнего магнитного поля B_0 в направлении, перпендикулярном плоскости графена (рис. 2).

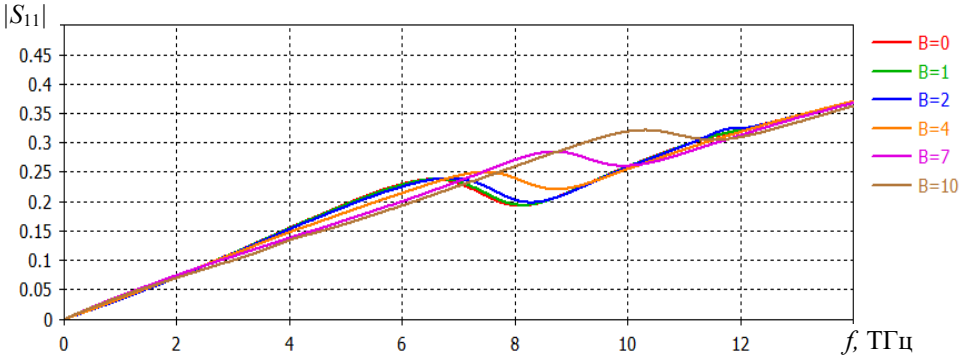
Методом каналов Флоке рассчитаны частотные зависимости коэффициентов прохождения $|S_{21}|$ и отражения $|S_{11}|$ *p*- и *s*- поляризованных ТЕМ-волн (при нормальном падении) от магнитно-смещенной графеновой метаповерхности в ТГц-диапазоне. Результаты расчета $|S_{21}|$ и $|S_{11}|$ для метаповерхности (d = 1 мкм) из ГНЛ (w = 0,5 мкм, l = 2,5 мкм) на диэлектрической подложке (ε = 4, h = 1 мкм) при различных значениях индукции B_0 внешнего магнитного поля (0, 1, 2, 4, 7, 10 Тл) приведены на рис. 3. Параметры графена E_f = 0,2 эВ, τ = 0,1 пс и T = 300 К.

В отсутствие внешнего магнитного поля (B_0 = 0) на каждой из частотных зависимостей имеются минимумы $|S_{21}|$, $|S_{11}|$, обусловленные резонансом мод ППП в прямоугольной ГНЛ на частотах плазмонного резонанса (первый минимум $|S_{21}|$ – резонанс основной моды ППП на частоте f_{0res} (рис. 3,***б***)), зави-

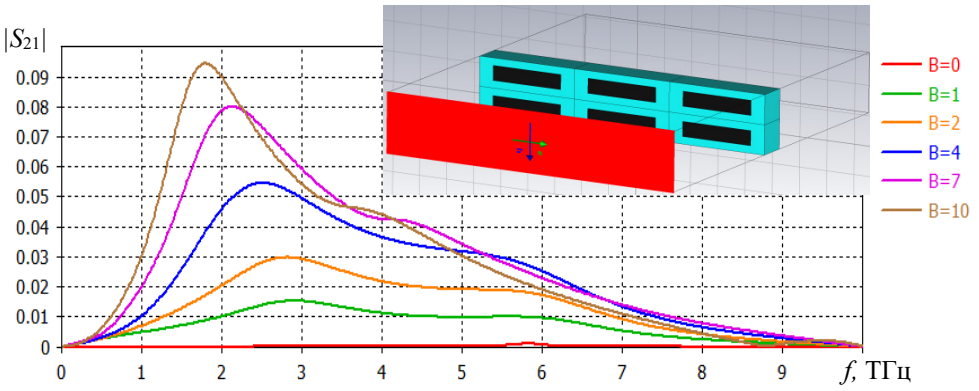
сящих от поляризации падающей ТЕМ-волны и значений уровня Ферми графена E_f.



а)

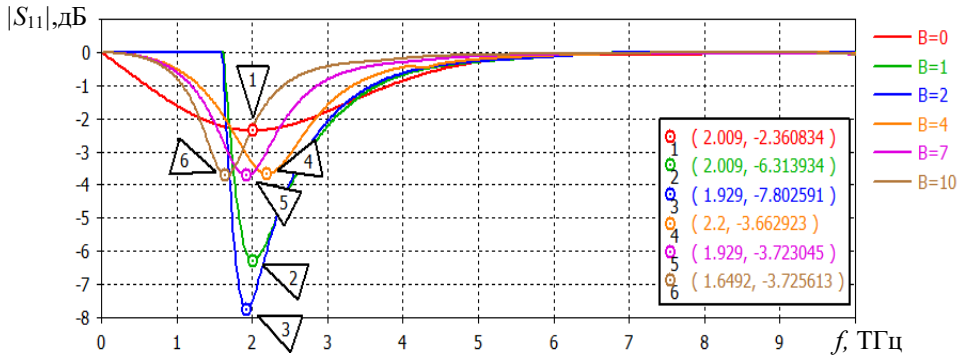


б)



в)

Рис. 3. Частотные зависимости коэффициентов прохождения $|S_{21}|$ (***а***, ***в***) и отражения $|S_{11}|$ (***б***, ***г***) от графеновой метаповерхности падающей ТЕМ-волны *p*-поляризации (***а***, ***б***) и *s*-поляризации (***в***, ***г***) для различных значений индукции B_0 внешнего магнитного поля; кривые: *1* – $B_0 = 0$; *2* – 1 Тл; *3* – 2 Тл; *4* – 4 Тл; *5* – 7 Тл; *6* – 10 Тл; $E_f = -0{,}2$ эВ, $\tau = 0{,}1$ пс, T = 300 К. На вставках: ориентация векторов поля нормально падающей ТЕМ-волны: *p*-поляризации (***а***), *s*-поляризации (***в***)



г)

Рис. 3. Окончание

При приложении внешнего магнитного поля наблюдаются минимумы коэффициентов прохождения $|S_{21}|$ (рис. 3,***а***) и отражения $|S_{11}|$ (рис. 3,***г***) на частотах магнитоплазмонных резонансов f_{res}, которые отличаются от частот плазмонного резонанса f_{0res} (при $B_0 = 0$) и определяются величиной внешнего магнитного поля. Положение и глубина минимумов $|S_{21}|$, $|S_{11}|$ зависят от индукции B_0 магнитного поля; возрастание B_0 приводит к смещению магнитоплазмонных резонансов в сторону более высоких ТГц-частот (см. рис. 3).

Наличие магнитостатического смещения вызывает резонансы во всех компонентах тензора проводимости (1), значительно обогащая характеристики поддерживаемых ППП [15]. Как следует из резонансного характера частотных зависимостей компонент тензора проводимости графена $\hat{\sigma}$ (1), коэффициенты прохождения $|S_{21}|$ и отражения $|S_{11}|$ имеют особенности вблизи резонансов (см. рис. 3). Так как вблизи частоты циклотронного резонанса ω_c (1) на частотах, соответствующих переходам носителей между уровнями Ландау [2], резко возрастает проводимость графена (см. рис. 1), то это приводит к увеличению коэффициента поглощения, а следовательно, уменьшению коэффициента прохождения $|S_{21}|$ и увеличению коэффициента отражения $|S_{11}|$ (рис. 3,***а***,***б***). Увеличение внешнего магнитного поля приводит к смещению резонансов в сторону более высоких частот, эта особенность становится более заметной на частотных зависимостях коэффициентов прохождения $|S_{21}|$ и отражения $|S_{11}|$ (см. рис. 3).

Из результатов моделирования (см. рис. 3) следует, что магнитоплазмонные резонансы графеновой метаповерхности зависят от поляризации падающей волны. Для волны *p*-поляризации, когда вектор электрического поля **E** падающей ТЕМ-волны перпендикулярен оси ГНЛ (см. вставки к рис. 3,***а***,***в***), глубина минимумов $|S_{21}|$, а значит и магнитоплазмонные резонансы, максимальны (рис. 3,***а***,***б***); для волны *s*-поляризации, когда вектор **E** падающей ТЕМ-волны параллелен оси ГНЛ (см. вставку к рис. 3,***в***)) магнитоплазмонные резонансы менее выражены (рис. 3,***в***,***г***).

Это объясняется тем, что, в отличие от ППП, которые ТМ-поляризованы, магнитоплазмоны в графене представляют собой гибридные ТМ-ТЕ-моды (все компоненты электрического и магнитного полей отличны от нуля) [5]. В прямоугольной ГНЛ поверхностные магнитоплазмон-поляритоны, распространяющиеся в поперечном направлении, образуют резонансы стоячей волны по ширине ГНЛ [16]. Такие моды называют объемными 2D-модами ГНЛ [16].

Возбуждение этих магнитоплазмонных мод существенно влияет на МО-отклик графеновой метаповерхности и определяет зависимость частот магнитоплазмонных резонансов от размеров прямоугольной ГНЛ.

3. Анализ магнитоплазмонных эффектов на основе расчета отношения компонент дифрагированного поля 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния и осевого соотношения

С помощью программы MWS CST проведено моделирование 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния [14], т.е. величины Е-поля дифрагированной на магнитно-смещенной графеновой метаповерхности волны (в дальнем поле) на заданном расстоянии в зависимости от угловых сферических координат θ, φ. Результаты моделирования 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния на элементе графеновой метаповерхности (прямоугольной ГНЛ) (w = 0,5 мкм, l = 2,5 мкм) нормально падающей ТЕМ-волны *p*- и *s*-поляризации (см. вставки к рис. 3,***а***,***в***) для вертикальной E_y и горизонтальной E_x компонент дифрагированного поля на частоте магнитоплазмонного резонанса f_{res} = 10,614 ТГц (при B_0 = 10 Тл) представлены на рис. 4, 5 соответственно.

Вертикальная E_y и горизонтальная E_x составляющие рассчитываются следующим образом [2]:

$$E_x = E_\theta \cos\varphi - E_\varphi \sin\varphi\,,\ E_y = E_\theta \sin\varphi + E_\varphi \cos\varphi\,. \qquad (2)$$

В случае магнитно-смещенной графеновой метаповерхности из-за гиротропии графена электромагнитную волну нельзя классифицировать на ТЕ- и ТМ-волны [5]. Как следует из результатов моделирования, при рассеянии на элементе магнитно-смещенной графеновой метаповерхности (прямоугольной ГНЛ) нормально падающей линейно-поляризованной ТЕМ-волны, имеющей в случае *p*-поляризации только вертикальную компоненту E_y (см. вставку к рис. 3,***а***) (в случае *s*-поляризации – только горизонтальную компоненту E_x (см. вставку к рис. 3,***в***)), при приложении перпендикулярного внешнего магнитного поля появляется другая – ортогональная компонента дифрагированного поля (в случае *p*-поляризации E_x (рис. 4,***б***), в случае *s*-поляризации E_y (рис. 5,***б***)).

Результаты расчета отношения амплитуд горизонтальной и вертикальной компонент E_x/E_y дифрагированного поля в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния (рис. 4, 5,***в***,***г***) при нормальном падении ТЕМ-волны *p*- и *s*-поляризации представлены на рис. 6, 7 для B_0 = 2 Тл, f_{res} =7,327 ТГц и B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц , а также для углов падения α = 0° и α = 30°, где для сравнения приведены значения E_x/E_y для полоски из идеально проводящего металла (*PEC*) при B_0 = 0, f_{0res} = 7,346 ТГц.

При приложении перпендикулярного магнитного поля отношение E_x/E_y в случае нормально падающей (α = 0°) линейно-поляризованной ТЕМ-волны *p*-поляризации при B_0 = 2 Тл на частоте магнитоплазмонного резонанса f_{0res} = 7,346 ТГц отношение E_x/E_y (кривая *1* на рис. 6) равно: в точке *5* (θ = 180°, прошедшая волна) E_x/E_y = 0,091 (arcctg E_x/E_y = 84,8°), в точке *6* (θ = 0°, отраженная волна) E_x/E_y = 0,109 (arcctg E_x/E_y = 83,7°). Если угол падения волны α = 30°, отношение E_x/E_y (кривая *3* на рис. 6) в точке *3* (прошедшая волна) (θ = 180°) E_x/E_y = 0,09 (arcctg E_x/E_y = 84,8°), в точке *4* (θ = 0°, отраженная волна) E_x/E_y = 0,1 (arcctg E_x/E_y = 84,2°), т.е. при B_0 = 2 Тл, f_{0res} = 7,346 ТГц при изменении угла падения волны α отношение E_x/E_y для прошедшей и отраженной волн изменяется незначительно: для прошедшей – на 1,1 %, отраженной – на 8,3 %.

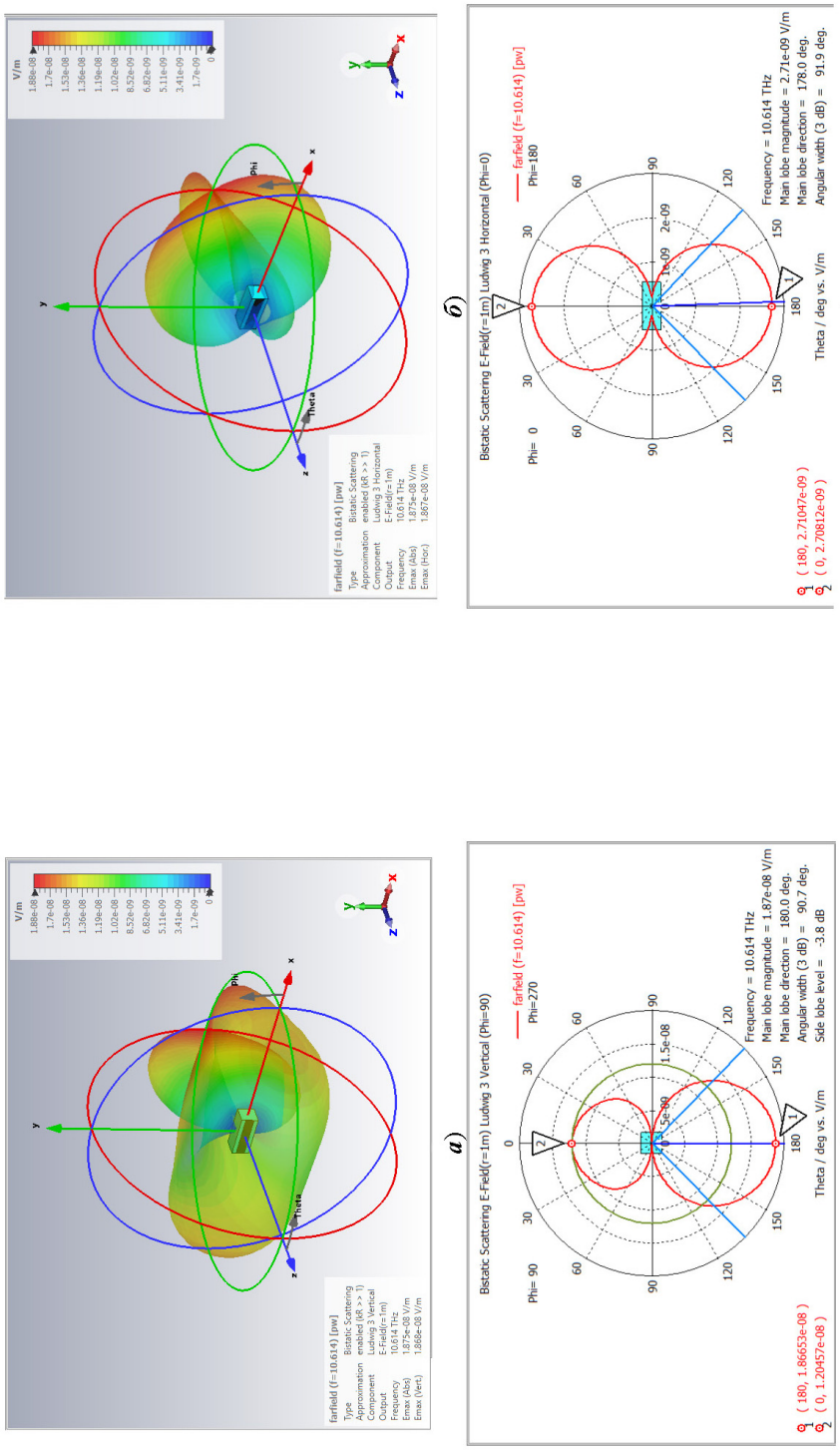


Рис. 4. 3D- и 2D-*e-Field*-диаграммы рассеяния на элементе магнитно-смещенной графеновой метаповерхности (прямоугольной ГНЛ) нормально падающей ТЕМ-волны *p*-поляризации для вертикальной E_y (*а*) и горизонтальной E_x (*б*) компонент дифрагированного поля: $B_0 = 10$ Тл, $f_{res} = 10{,}614$ ТГц, $w = 0{,}5$ мкм, $l = 2{,}5$ мкм

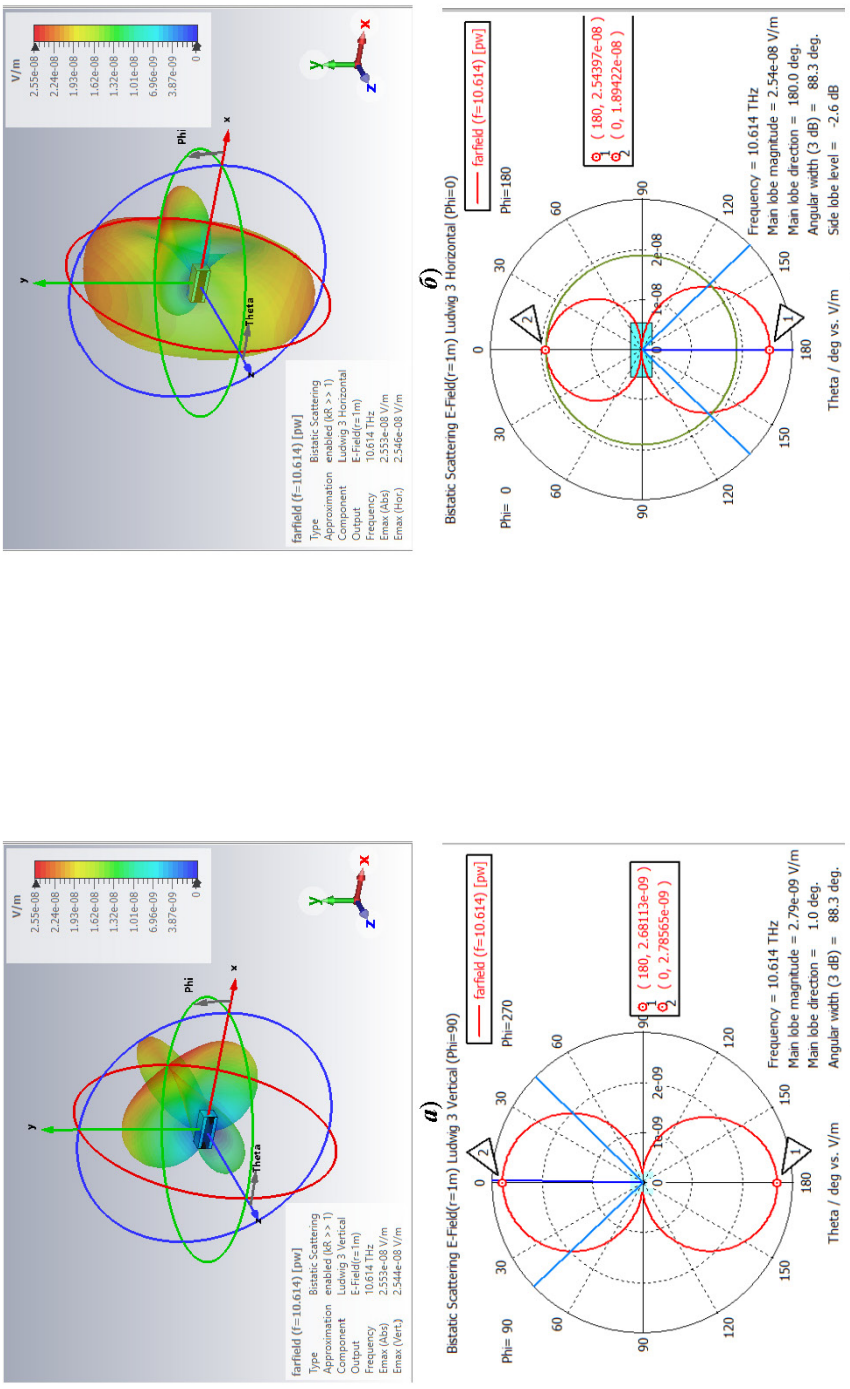


Рис. 5. 3D- и 2D-*e-Field*-диаграммы рассеяния на элементе магнитно-смещенной графеновой метаповерхности (прямоугольной ГНЛ) нормально падающей TEM-волны *s*-поляризации для вертикальной E_y (***а***) и горизонтальной E_x (***б***) компонент дифрагированного поля: $B_0 = 10$ Тл, $f_{res} = 10{,}614$ ТГц, $w = 0{,}5$ мкм, $l = 2{,}5$ мкм

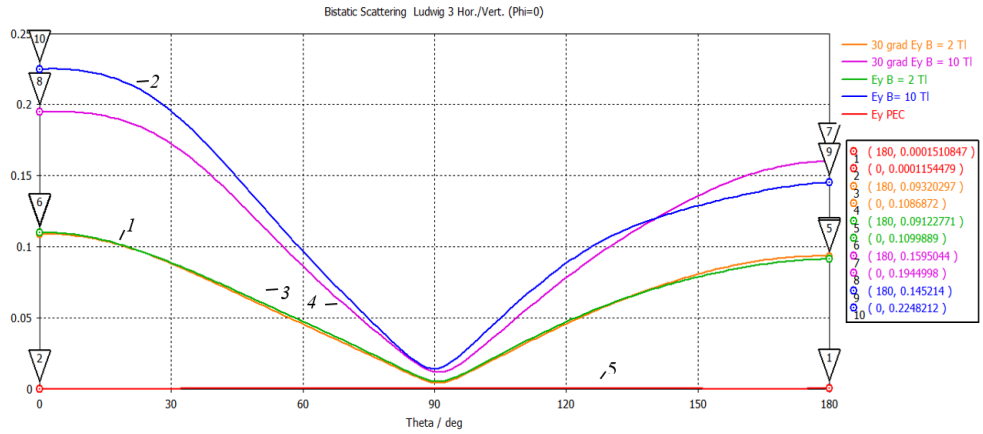


Рис. 6. Отношение амплитуд горизонтальной и вертикальной компонент E_x/E_y в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния в зависимости от θ при падении ТЕМ-волны *p*-поляризации; кривые: *1* – B_0 = 2 Тл, f_{0res} = 7,346 ТГц, α = 0° (5, 6); *2* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 0° (9, 10); *3* – B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 30° (3, 4); *4* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 30° (7, 8); *5* – *PEC*, f_{0res} = 7,346 ТГц, α = 0° (1, 2)

При B_0 = 10 Тл на частоте магнитоплазмонного резонанса f_{res} = 10,614 ТГц (α = 0°) отношение E_x/E_y (кривая *2* на рис. 6) равно: в точке *5* (прошедшая) (θ = 180°) E_x/E_y = 0,145 (arcctg E_x/E_y = 81,74°), в точке *6* (отраженная) (θ = 0°) E_x/E_y = 0,224 (arcctg E_x/E_y = 77,3°). Если угол падения волны α = 30°, отношение E_x/E_y (кривая *4* на рис. 6) в точке *7* (θ = 180°, прошедшая волна) E_x/E_y = 0,159 (arcctg E_x/E_y = 80,9°), в точке 8 (θ = 0°, отраженная волна) E_x/E_y = 0,194 (arcctg E_x/E_y = 79°, т.е. при B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц при изменении угла падения волны α отношение E_x/E_y для прошедшей и отраженной волн изменяется заметнее: для прошедшей – на 9,7 %, отраженной – на 13,4 %.

Из результатов моделирования следует, что в случае падающей ТЕМ-волны *p*-поляризации на частотах магнитоплазмонных резонансов при увеличении внешнего магнитного поля B_0 угол β фарадеевского вращения плоскости поляризации прошедшей волны изменяется (β_2 = 81,74° при B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц в сравнении с β_1 = 84,8° при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц). Угол γ поворота плоскости поляризации отраженной волны изменяется более существенно (γ_2 = 77,3° при B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц в сравнении с γ_1 = 83,7° при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц).

Для сравнения отношение E_x/E_y в случае полоски из идеально проводящего металла (*PEC*) при B_0 = 0, f_{0res} = 7,346 ТГц (кривая *5* на рис. 6) равно: в точке *1* (прошедшая волна) (θ = 180°) E_x/E_y = 0,00015 (arcctg E_x/E_y = 90°), в точке *2* (отраженная волна) (θ = 0°) E_x/E_y = 0,00011 (arcctg E_x/E_y = 90°), т.е. появление другой – ортогональной компоненты дифрагированного поля E_x (в случае *p*-поляризации) отсутствует, и эффекта поворота плоскости поляризации прошедшей и отраженной волн, естественно, не наблюдается.

При приложении перпендикулярного магнитного поля в случае нормально падающей (α = 0°) линейно-поляризованной ТЕМ-волны *s*-поляризации при B_0 = 2 Тл на частоте f_{res} = 7,346 ТГц отношение E_x/E_y равно: в точке *1* (θ = 180°, прошедшая волна) E_x/E_y = 10,6 (arcctg E_x/E_y = 5,67°), в точке *2* (θ = 0°, отраженная волна) E_x/E_y = 9,09 (arcctg E_x/E_y = 6,27°). Если угол паде-

ния волны α = 30°, отношение E_x/E_y (кривая *3* на рис. 11) равно: в точке *5* (θ = 180°, прошедшая волна) E_x/E_y = 9,48 (arcctg E_x/E_y = 6°), в точке *6* (θ = 0°, отраженная волна) E_x/E_y = 6,79 (arcctg E_x/E_y = 8,37°), т.е. при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц при изменении угла падения волны α отношение E_x/E_y для прошедшей волны изменяется незначительно, а для отраженной волны весьма заметно.

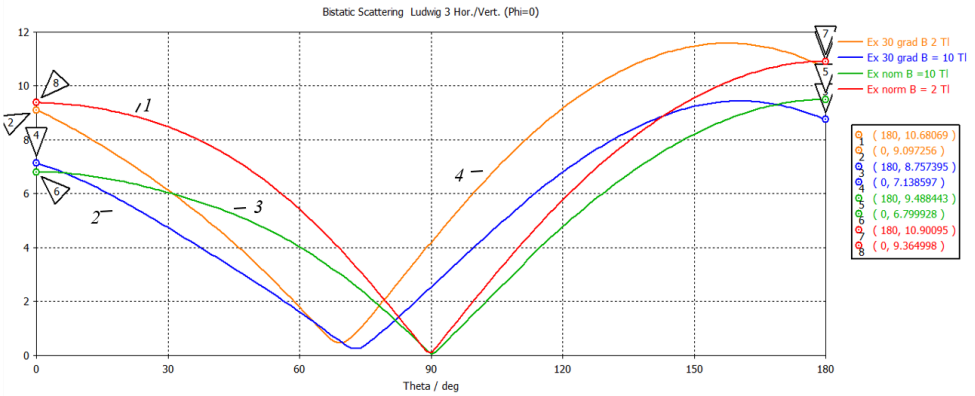


Рис. 7. Отношение амплитуд горизонтальной и вертикальной компонент E_x/E_y в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния в зависимости от θ при падении ТЕМ-волны *s*-поляризации; кривые: *1* – B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 0° (1, 2); *2* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 0° (3, 4); *3* – B_0 = 2 Тл, f_{0res} = 7,346 ТГц, α = 30° (5, 6); *4* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 30° (7, 8)

При B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц (α = 0°) отношение E_x/E_y (кривая *2* на рис. 7) равно: в точке *3* (θ = 180°, прошедшая волна) E_x/E_y = 8,75 (arcctg E_x/E_y = = 6,51°), в точке *4* (θ = 0°, отраженная волна) E_x/E_y = 7,13 (arcctg E_x/E_y = 7,98°). Если угол падения волны α = 30°, отношение E_x/E_y (кривая *4* на рис. 7) в точке *7* (θ = 180°, прошедшая волна) E_x/E_y = 10,9 (arcctg E_x/E_y = 5,24°), в точке *8* (θ = 0°, отраженная волна,) E_x/E_y = 9,36 (arcctg E_x/E_y = 6°), т.е. при изменении угла падения волны α отношение E_x/E_y для прошедшей волны изменяется более заметно – на 24,5 %, а для отраженной волны существенно – на 31,2 % в сравнении с волной *p*-поляризации.

Из результатов моделирования следует, что в случае падающей ТЕМ-волны *s*-поляризации при увеличении внешнего магнитного поля B_0 угол β фарадеевского вращения плоскости поляризации прошедшей волны возрастает (β_2 = 6,51° при B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц в сравнении с β_1 = 5,24° при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц). Угол γ поворота плоскости поляризации отраженной волны возрастает более существенно (γ_2 = 7,98° при B_0 = 10 Тл, f_{0res} = 10,614 ТГц в сравнении с γ_1 = 6,27° при B_0 = 2 Тл, f_{0res} = 7,346 ТГц) в сравнении с волной *p*-поляризации.

С помощью программы MWS CST проведен расчет осевого отношения AR [14], которое (в соответствии со стандартом IEEE) представляет собой отношение большой оси к малой оси поляризационного эллипса. Результаты расчета осевого отношения AR в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (рис. 4, 5,***в***,***г***) в зависимости от θ представлены на рис. 8, 9 для падающей линейно-поляризованной ТЕМ-волны в случае *p*- и *s*- поляризации соответственно.

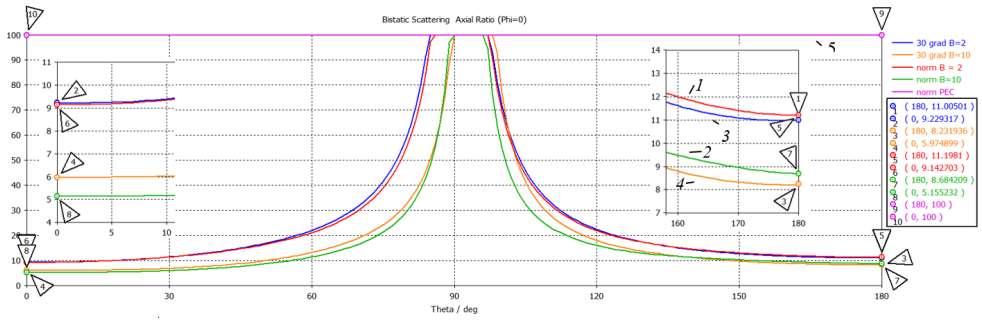


Рис. 8. Осевое отношение AR поляризационного эллипса при падении линейно-поляризованной ТЕМ-волны *p*-поляризации в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field* в зависимости от θ; кривые: *1* – B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 0° (5, 6); *2* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 0° (7, 8); *3* – B_0 = 2 Тл, f_{res} =7,346 ТГц, α = 30° (1, 2); *4* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 30° (3, 4); *5* – *PEC*, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 0° (9, 10)

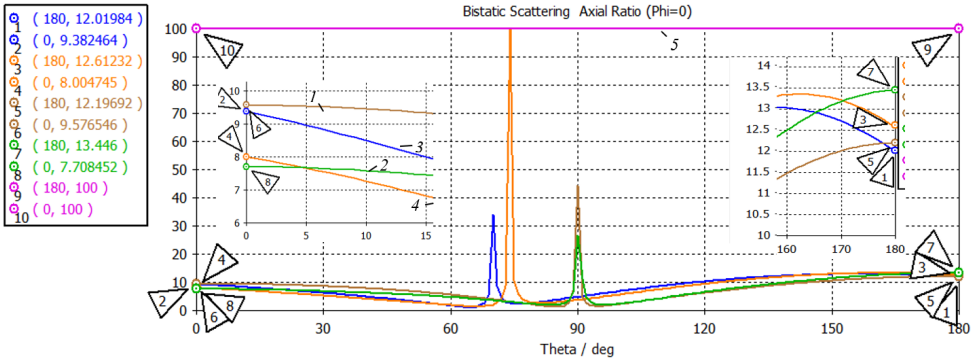


Рис. 9. Осевое отношение поляризационного эллипса AR в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния в зависимости от θ, при падении ТЕМ-волны *s*-поляризации; кривые: *1* – B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 0° (5, 6); *2* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 0° (7, 8); *3* – B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 30° (1, 2); *4* – B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц, α = 30° (3, 4); 5 – *PEC*, f_{res} = 7,346 ТГц, α = 0° (9, 10)

При приложении перпендикулярного магнитного поля осевое отношение в точках сечения (φ = 0°) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния при нормальном (α = 0°) падении ТЕМ-волны *p*-поляризации при B_0 = 2 Тл на частоте f_{res} = 7,346 ТГц (кривая *1* на рис. 8) равно: в точке *5* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 11,2, в точке *6* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 9,1. Если угол падения волны α = 30°, осевое отношение (кривая *3* на рис. 8) в точке *1* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 11, в точке *2* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 9,2. Следовательно, при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц для α = 0° и α = 30° прошедшая и отраженная волны имеют эллиптическую поляризацию, близкую к линейной (при этом поляризационный эллипс сильно вытянут).

При B_0 = 10 Тл на частоте f_{res} = 10,614 ТГц в случае нормального падения волны (α = 0°) осевое отношение AR (кривая *2* на рис. 12) равно: в точке *7* (θ = 180°, прошедшая) AR = 8,68, в точке *8* (θ = 0°, отраженная вол-

на) AR = 5,15. Если угол падения волны α = 30°, осевое отношение (кривая *4* на рис. 8) в точке *3* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 8,23, в точке *4* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 5,97. Следовательно, при B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц для α = 0° и α = 30° прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию (при этом поляризационный эллипс вытянут), отраженная волна имеет эллиптическую поляризацию, близкую к круговой, причем в случае α = 0° поляризационные МО-эффекты выражены сильнее.

Для сравнения в случае полоски из идеально проводящего металла (*PEC*) при B_0 = 0, f_{res} = 7,346 ТГц (кривая *5* на рис. 8) осевое отношение равно в точке *1* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 100, в точке *2* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 100, т.е. прошедшая и отраженная волны имеют строго линейную поляризацию.

При приложении перпендикулярного магнитного поля осевое отношение эллипса поляризации в точках сечения (φ = 0) главного лепестка 3D-*e-Field*-диаграммы рассеяния (кривая *1* на рис. 9) при нормальном (α = 0°) падении ТЕМ-волны *s*-поляризации при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц равно: в точке *5* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 12,2, в точке *6* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 9,57. Если угол падения волны α = 30°, при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц осевое отношение равно (кривая *3* на рис. 9): в точке *1* (прошедшая волна) (θ = 180°) AR = 12, в точке *2* (отраженная) волна (θ = 0°) AR = 9,38. Следовательно, при B_0 = 2 Тл, f_{res} = 7,346 ТГц для α = 0°и α = 30° прошедшая и отраженная волны имеют эллиптическую поляризацию, близкую к линейной (при этом поляризационный эллипс вытянут сильнее, чем в случае падающей волны *p*-поляризации).

При B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц (α = 0°) осевое отношение (кривая *2* на рис. 9) равно: в точке *7* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 13,4, в точке *8* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 7,7. Если угол падения волны α = 30°, при B_0 = 10 Тл, f_{0res} = 10,614 ТГц осевое отношение равно (кривая *4* на рис. 13): в точке 3 (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 12,6, в точке *4* (θ = 0°, отраженная волна) AR = 8. Следовательно, при B_0 = 10 Тл, f_{res} = 10,614 ТГц для α = 0° и α = 30° прошедшая волна имеет эллиптическую поляризацию (при этом поляризационный эллипс вытянут), отраженная волна имеет эллиптическую поляризацию, близкую к круговой, причем в случае *s*-поляризации падающей волны поляризационные эффекты выражены слабее, чем *p*-поляризации

Для сравнения в случае полоски из идеально проводящего металла (*PEC*) при B_0 = 0, f_{0res} = 7,346 ТГц осевое отношение (кривая *5* на рис. 13): в точке *1* (θ = 180°, прошедшая волна) AR = 100, в точке *2* (θ = 0°, отраженная) AR = 100, т.е. прошедшая и отраженная волны имеют строго линейную поляризацию.

Таким образом, анализ 3D-*e-Field*-диаграмм рассеяния на элементе магнитно-смещенной графеновой метаповерхности (прямоугольной ГНЛ) падающих линейно-поляризованных ТГц-волн *p*- и *s*-поляризации показывает, что на частотах магнитоплазмонных резонансов для ТГц-волн *p*-поляризации наблюдаются магнитоплазмонные эффекты – появление и зависимость от величины внешнего магнитного поля B_0 другой – ортогональной по отношению к возбуждающей компоненты дифрагированного поля E_x, а для ТГц-волн *s*-поляризации – компоненты E_y (несмотря на отсутствие магнитоплазмонного резонанса для ТГц-волны *s*-поляризации на этой частоте). Это вызывается

тем, что при приложении перпендикулярного магнитного поля принципиально новым является возникновение холловской проводимости графена (недиагональных компонент тензора проводимости (1)), и эта анизотропия проводимости обусловливает эффект вращения плоскости поляризации прошедшей волны (эффект Фарадея), также поворота плоскости поляризации и появление эллиптичности при отражении линейно поляризованной волны от поверхности (МО-эффект Керра) графена.

Как следует из результатов моделирования, возбуждение МППП вызывает сильные магнитоплазмонные резонансы в графеновой метаповерхности и значительно усиливает МО-эффекты. При росте величины внешнего магнитного поля наблюдается возрастание угла фарадеевского вращения плоскости поляризации прошедшей волны и особенно угла поворота плоскости поляризации и эллиптичности отраженной волны как для *p*-поляризации, так и *s*-поляризации падающих ТГц-волн, причем в случае *s*-поляризации эффекты выражены сильнее.

Сильные магнитоплазмонные резонансы в графеновых метаповерхностях с магнитным смещением потенциально позволяют использовать эти явления в широком диапазоне ТГц-частот для применения в таких устройствах, как изоляторы, ответвители, фазовращатели Фарадея, преобразователи поляризации, а также интегральных невзаимных плазмонных компонентах [11]. Полученные результаты могут проложить путь к разработке планарных сверхчувствительных датчиков, линз, невзаимных компонентов и систем визуализации в ТГц-диапазоне [15].

Список литературы

1. Dapolito M., Tsuneto M., Zheng, W. [et al.]. Infrared nano-imaging of Dirac magnetoexcitons in graphene // Nat. Nanotechnol. 2023. Vol. 18. P. 1409–1415. doi: 10.1038/s41565-023-01488-y
2. Gusynin V. P., Sharapov S. G., Carbotte J. P. Magneto-optical conductivity in graphene // Journal of Physics: Condensed Matter. 2007. Vol. 19. P. 026222.
3. Crassee I., Levallois J., Walter A. [et al.]. Giant Faraday rotation in single- and multilayer graphene // Nature Phys. 2011. Vol. 7. P. 48–51. doi: 10.1038/nphys1816
4. Goerbig M. O. Electronic properties of graphene in a strong magnetic field // Reviews of Modern Physics. 2011. Vol. 83. P. 1193.
5. Кузьмин Д. А. Магнитооптические и плазмонные эффекты в наноструктурах на основе графена : дис. … д-ра физ.-мат. наук. Челябинск, 2022.
6. Ningning Wang, Linhui Ding, Weihua Wang. Chemical potential and magnetic field effects on graphene magnetoplasmons // Physical Review B. 2023. Vol. 108, № 8. P. 085406–085415.
7. Poumirol J. M., Liu P., Slipchenko T. [et al.]. Electrically controlled terahertz magneto-optical phenomena in continuous and patterned graphene // Nature Communications. 2017. Vol. 8. P. 14626. doi: 10.1038/ncomms14626
8. Ben Rhouma M., Guizal B., Bonnet P. [et al.]. Semi-analytical model for the analysis of a magnetically biased 1D subwavelength graphene-strip-grating // Opt. Continuum. 2022. Vol. 1. P. 1144–1156.
9. Amanatiadis S. A., Ohtani T., Kanai Y. [et al.]. Tuning of magnetosplamon coupling between graphene scatterers for the optimal design of adjustable metasurfaces // AIP Advances. 2024. Vol. 14. P. 025225. doi: 10.1063/9.0000808
10. Maha Benrhouma, Kofi Sényo Edee, Brahim Guizal. Modeling the Excitation of Graphene Magnetoplasmons in Periodic Grating of Magnetostatic Biased Graphene Rib-

bons // PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium (PIERS), PIERS Academy. Prague, Czech Republic, 2023⟨hal-04172452⟩.
11. Chamanara N., Caloz C. Graphene magnetoplasmonic principles, structures and devices // 2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). Lisbon, Portugal, 2015. P. 1–2.
12. Falkovsky L. A. Quantum magneto-optics of graphite with trigonal warping // Physical Review B. 2011. Vol. 84 (11). P. 115414.
13. CST Microwave Studio. 2023. URL: https://www.3ds.com/products/simulia
14. Курушин А. А. Школа проектирования СВЧ устройств в CST STUDIO. М., 2016. 433 с.
15. Gomez-Diaz J. S., Alù A. Magnetically-biased graphene-based hyperbolic metasurfaces // 2016 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI). Fajardo, PR, USA, 2016. P. 359–360. doi: 10.1109/APS.2016.7695888
16. Sounas D. L., Caloz C. Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 99, № 23. P. 231902.

References

1. Dapolito M., Tsuneto M., Zheng, W. et al. Infrared nano-imaging of Dirac magnetoexcitons in graphene. *Nat. Nanotechnol*. 2023;18:1409–1415. doi: 10.1038/s41565-023-01488-y
2. Gusynin V.P., Sharapov S.G., Carbotte J.P. Magneto-optical conductivity in graphene. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2007;19:026222.
3. Crassee I., Levallois J., Walter A. et al. Giant Faraday rotation in single- and multilayer graphene. *Nature Phys*. 2011;7:48–51. doi: 10.1038/nphys1816
4. Goerbig M.O. Electronic properties of graphene in a strong magnetic field. *Reviews of Modern Physics*. 2011;83:1193.
5. Kuz'min D.A. *Magneto-optical and plasmonic effects in graphene-based nanostructures*. DSc dissertation. Chelyabinsk, 2022. (In Russ.)
6. Ningning Wang, Linhui Ding, Weihua Wang. Chemical potential and magnetic field effects on graphene magnetoplasmons. *Physical Review B*. 2023;108(8):085406–085415.
7. Poumirol J.M., Liu P., Slipchenko T. et al. Electrically controlled terahertz magneto-optical phenomena in continuous and patterned graphene. *Nature Communications*. 2017;8:14626. doi: 10.1038/ncomms14626
8. Ben Rhouma M., Guizal B., Bonnet P. et al. Semi-analytical model for the analysis of a magnetically biased 1D subwavelength graphene-strip-grating. *Opt. Continuum*. 2022;1:1144–1156.
9. Amanatiadis S.A., Ohtani T., Kanai Y. et al. Tuning of magnetosplamon coupling between graphene scatterers for the optimal design of adjustable metasurfaces. *AIP Advances*. 2024;14:025225. doi: 10.1063/9.0000808
10. Maha Benrhouma, Kofi Sényo Edee, Brahim Guizal. Modeling the Excitation of Graphene Magnetoplasmons in Periodic Grating of Magnetostatic Biased Graphene Ribbons. *PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium (PIERS), PIERS Academy*. Prague, Czech Republic, 2023⟨hal-04172452⟩.
11. Chamanara N., Caloz C. Graphene magnetoplasmonic principles, structures and devices. *2015 9th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*. Lisbon, Portugal, 2015:1–2.
12. Falkovsky L.A. Quantum magneto-optics of graphite with trigonal warping. *Physical Review B*. 2011;84(11):115414.
13. *CST Microwave Studio*. 2023. Available at: https://www.3ds.com/products/simulia
14. Kurushin A.A. *Shkola proektirovaniya SVCh ustroystv v CST STUDIO = School of microwave design in CST STUDIO*. Moscow, 2016:433. (In Russ.)
15. Gomez-Diaz J.S., Alù A. Magnetically-biased graphene-based hyperbolic metasurfaces. *2016 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI)*. Fajardo, PR, USA, 2016:359–360. doi: 10.1109/APS.2016.7695888

16. Sounas D.L., Caloz C. Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips. *Applied Physics Letters*. 2011;99(23):231902.

Информация об авторах / Information about the authors

Галина Степановна Макеева
доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры радиотехники и радиоэлектронных систем, Пензенский государственный университет (Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

Galina S. Makeeva
Doctor of physical and mathematical sciences, professor, professor of the sub-department of radioengineering and radioelectronic systems, Penza State University (40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Михаил Сергеевич Никитин
студент, Пензенский государственный университет (Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)

Mikhail S. Nikitin
Student, Penza State University (40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов / The authors declare no conflicts of interests.

Поступила в редакцию / Received 19.05.2025

Поступила после рецензирования и доработки / Revised 10.06.2025

Принята к публикации / Accepted 22.06.2025