

УДК 539.21

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В СТРУКТУРЕ VO_2 –ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАПОВЕРХНОСТЬ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. М. О. Усик^{1,*}, Д. А. Кузьмин^{1,**}, И. В. Бычков^{1,***},
академик РАН А. С. Бугаев^{2,****}, В. Г. Шавров^{2,*****}

Поступило 16.12.2022 г.

После доработки 26.04.2023 г.

Принято к публикации 27.04.2023 г.

Приводятся результаты исследования диаграмм направленности распространения поверхностных плазмон-поляритонов в слоистой структуре VO_2 – SiO_2 –гиперболическая метаповерхность на основе графена под воздействием внешнего магнитного поля до и в начале фазового перехода диоксида ванадия. В результате расчетов показано, как меняется изочастотный контур поверхностных плазмонов с учетом разного направления внешнего магнитного поля. Также показано, как внешнее магнитное поле влияет на направление статического намагничивания, вызванного обратным эффектом Фарадея. Данная работа может предложить дополнительные способы управления распространением поверхностных плазмонов, а также стать основой для изучения новых самонастраиваемых (саморегулирующихся) структур.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, графен, гиперболическая метаповерхность, диоксид ванадия, обратный эффект Фарадея

DOI: 10.31857/S2686740023040144, EDN: ZNQQPY

В работе рассматриваются изочастотные контуры (т.е. линии постоянной частоты в пространстве k_x – k_y) поверхностных плазмонных поляритонов (ППП) в слоистых структурах с гиперболической метаповерхностью под воздействием внешнего магнитного поля. Поскольку влияние фазовых переходов (как следствие, изменение параметров структуры во времени) на особенности распространения поверхностных плазмонов представляет особый интерес, в качестве одного из слоев был взят диоксид ванадия. В диоксиде ванадия фазовый переход металл–полупроводник происходит при температуре 340 К [1, 2]. С точки зрения зонной теории VO_2 имеет частично заполненную d-оболочку. Электронный спектр

содержит промежуток (промежуток Мотта–Хаббарда), ширина которого зависит от различных внешних условий. Это позволяет осуществить фазовый переход за счет изменения температуры, электрического поля (тока или напряжения), падающей электромагнитной волны определенной частоты, упругих напряжений и т.д. [2–7].

В качестве гиперболической метаповерхности рассмотрена решетка из графеновых полос [8–10]. Такая метаповерхность обладает уникальными свойствами, такими как направленное распространение излучения точечного диполя, размещенного на такой поверхности, гиперболический вид изочастотного контура и эффект Парселла [11, 12], а также способна поддерживать распространение как ТМ-, так и ТЕ-поляризованных плазмонов с частотой до нескольких терагерц. Отметим, что при фазовом переходе плазменная частота VO_2 изменяется от нуля до порядка 100 ТГц, т.е. пересекает область существования ППП в графеновой метаповерхности, а значит, возможно проявление взаимодействия возбужденной в VO_2 с ППП в метаповерхности.

ТЕОРИЯ

Распространение поверхностных плазмонов рассчитывается в структуре, изображенной на

¹ Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

² Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: usikmo95@gmail.com

**E-mail: kuzmind89@gmail.com

***E-mail: bychkov@csu.ru

****E-mail: bugaev@cplire.ru

*****E-mail: shavrov@cplire.ru

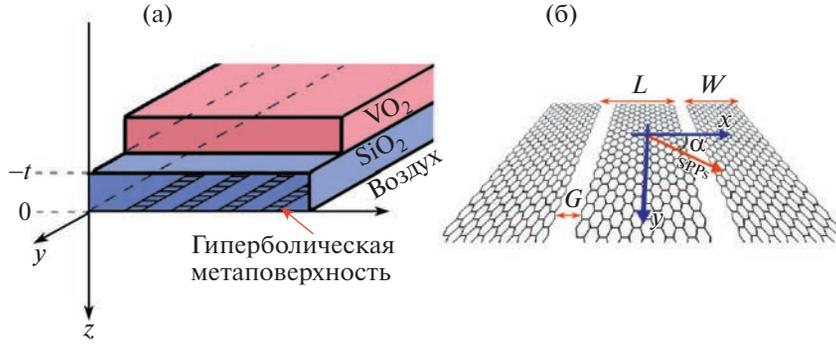


Рис. 1. а – Исследуемая структура; б – гиперболическая метаповерхность на основе графена.

рис. 1. Гиперболическая метаповерхность, находящаяся в плоскости xu при $z = 0$, расположена на диэлектрике SiO_2 толщиной t , который, в свою очередь, расположен на полубесконечном пространстве, состоящем из VO_2 , претерпевающим фазовый переход первого рода, в результате которого большинство его физических свойств кардинально изменяются [13, 14].

Чтобы исследовать изочастотные контуры ППП, необходимо решить уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями на каждой границе раздела (рис. 1). Заметим, что изочастотные контуры напрямую связаны с диаграммой направленности распространения ППП: сам изочастотный контур фактически показывает анизотропию фазовой скорости ППП, распространяющихся в структуре, в то время как групповая скорость направлена по нормали к изочастотному контуру. Для монохроматической волны напряженности полей $\mathbf{E}_{\alpha\pm}, \mathbf{H}_{\alpha\pm} \sim \exp[-i\omega t + \mathbf{k}\mathbf{x} \pm \gamma_a z]$ [15], где ω – циклическая частота, k – постоянная распространения и $\pm\gamma_a$ – постоянная локализации ($\alpha = \text{VO}_2, \text{SiO}_2, \text{air}$, обозначающие “диоксид ванадия”, “диоксид кремния” и “воздух/вакуум” соответственно). В нашем случае уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями можно представить в виде

$$\begin{aligned} [\mathbf{k}, \mathbf{E}_{\alpha\pm}] &= i\omega \mathbf{B}_{\alpha\pm}, & [\mathbf{k}, \mathbf{H}_{\alpha\pm}] &= -i\omega \mathbf{D}_{\alpha\pm}, \\ \mathbf{B}_{\alpha\pm} &= \mu_0 \mathbf{H}_{\alpha\pm}, & \mathbf{D}_{\alpha\pm} &= \epsilon_0 \hat{\epsilon}_{\alpha\pm} \mathbf{E}_{\alpha\pm}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{VO}_2, \tau|_{z=-t}} &= \mathbf{E}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=-t}}, & \mathbf{E}_{\text{VO}_2, \tau|_{z=-t}} &= \mathbf{E}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=-t}}, \\ [n, \mathbf{H}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=0}} - \mathbf{H}_{\text{air}, \tau|_{z=0}}] &= \hat{\sigma} \mathbf{E}_{\text{air}, \tau|_{z=0}}, \\ \mathbf{E}_{\text{SiO}_2, \tau|_{z=0}} &= \mathbf{E}_{\text{air}, \tau|_{z=0}}, \end{aligned}$$

где \mathbf{B} – магнитная индукция, \mathbf{D} – электрическая индукция, $\hat{\epsilon}_{\alpha\pm}$ – диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно, \mathbf{n} – единичный вектор, направленный по нормали к границе раздела сред.

Гиперболическая метаповерхность из решетки графеновых полосок (рис. 1б) может быть описана с помощью тензора эффективной проводимости, имеющего следующий вид [9, 10, 16]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\text{eff}} & 0 \\ 0 & \sigma_{yy}^{\text{eff}} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Компоненты такого тензора могут быть рассчитаны по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{\text{eff}} &= \frac{L\sigma\sigma_c}{W\sigma_c + G\sigma}, \\ \sigma_{yy}^{\text{eff}} &= \sigma \frac{W}{L}, \end{aligned} \quad (3)$$

где G – ширина зазора между графеновыми полосками, W – ширина полосок, L – период решетки, σ – проводимость графена; $\sigma_c = -i(\omega\epsilon_0 L/\pi) \ln[\text{csc}(\pi G/2L)]$ – эффективная проводимость, связанная с ближнеполевым взаимодействием между полосками графена. Проводимость графена для заданной температуры T , химического потенциала (или уровня Ферми) μ_{ch} и скорости электронного рассеяния Γ может быть представлена как сумма проводимостей, связанных с внутризонными и межзонными переходами [17]:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}, \\ \sigma_{\text{intra}} &= \frac{2ie^2 k_B T}{\hbar^2 \pi (\omega + i\Gamma)} \ln \left[2 \text{ch} \left(\frac{\mu_{ch}}{2k_B T} \right) \right], \\ \sigma_{\text{inter}} &= \frac{e^2}{4\hbar\pi} \left[\frac{\pi}{2} + \arctan \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_{ch}}{2k_B T} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{i}{2} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_{ch})^2}{(\hbar\omega - 2\mu_{ch})^2 - (2k_B T)^2} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

В данной работе рассмотрены три направления внешнего магнитного поля, вдоль осей x, y, z . Также в работе предполагается, что основное влияние внешнее магнитное поле оказывает только на прослойку диоксида ванадия и не ока-

зывает влияния на остальные слои структуры. Таким образом, тензоры диэлектрических проницаемостей VO₂ для данных направлений магнитного поля имеют вид:

для направления внешнего магнитного поля вдоль ±x

$$\epsilon_{VO_2} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & \pm i\epsilon_a \\ 0 & \mp i\epsilon_a & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}; \quad (5a)$$

для направления внешнего магнитного поля вдоль ±y

$$\epsilon_{VO_2} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & \pm i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ \mp i\epsilon_a & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}; \quad (5b)$$

для направления внешнего магнитного поля вдоль ±z

$$\epsilon_{VO_2} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & \pm i\epsilon_a & 0 \\ \mp i\epsilon_a & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (5b)$$

На рис. 2 представлены экспериментальные данные плазменной частоты (ν_p) и частоты соударения электронов (τ) VO₂ в ходе фазового перехода [1]. Из рисунка видно, что приблизительно с 337 К плазменная частота и частота соударения электронов в диоксиде ванадия начинают быстро расти, после чего при температуре около 346 К ν_p выходит на плато, а τ начинает снижаться с ростом температуры до 352 К, после чего также принимает стабильное значение. Применив к этим данным линейную аппроксимацию и используя модель Друде [18, 19], можно рассчитать компоненты тензора диэлектрической проницаемости VO₂:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\parallel} &= \epsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}; \\ \epsilon_{\perp} &= \epsilon_0 - \frac{\omega_{pl}^2(\omega + i\tau^{-1})}{\omega((\omega + i\tau^{-1})^2 - \omega_H^2)}; \\ \epsilon_a &= \frac{\omega_{pl}^2\omega_H}{\omega((\omega + i\tau^{-1})^2 - \omega_H^2)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость VO₂ до фазового перехода; $\omega_H = \frac{eB}{m} = \frac{e\mu H}{m}$ – собственная частота вращения электрона в магнитном поле (e и m – заряд и масса электрона); ω_{pl} и τ^{-1} – плазменная частота и частота соударения электронов соответственно, взятые из экспериментальных данных.

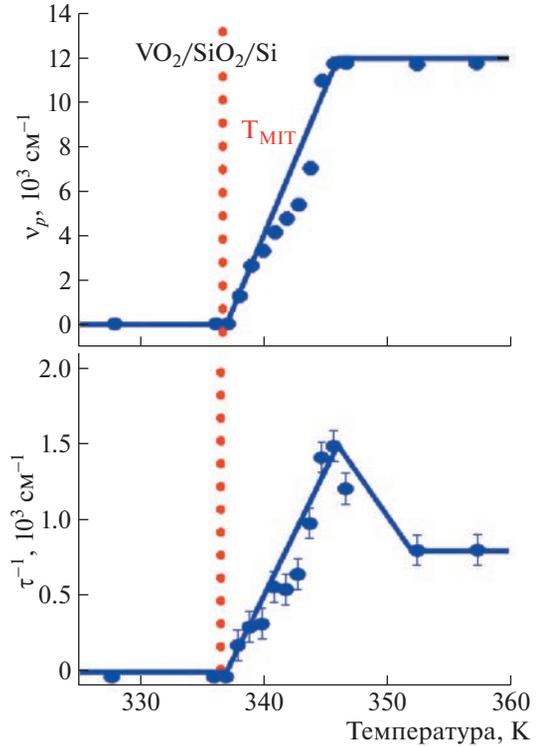


Рис. 2. Линейная аппроксимация экспериментальных данных плазменной частоты (ν_p) и частоты соударения электронов (τ) VO₂ в ходе фазового перехода [1].

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ

До фазового перехода VO₂–диэлектрик, и граница раздела VO₂–SiO₂ не поддерживает распространение ППП. После перехода VO₂ – хорошо проводящий материал, однако из-за больших значений частоты рассеяния носителей заряда наблюдаются большие оптические потери, и ППП также не поддерживаются структурой. Поверхностные плазмоны могут существовать в узком температурном диапазоне вблизи начала ФП. Так, например, при температуре 337.02 К граница раздела VO₂–SiO₂ поддерживает ППП с волновым числом $k \approx 4191.69 + 0.02 \text{ м}^{-1}$.

На рис. 3 представлены зависимости компонент тензора диэлектрической проницаемости диоксида ванадия от температуры. Из графиков видно, что небольшой рост по температуре вызывает изменение компонент диэлектрической проницаемости на несколько порядков.

При расчетах используются следующие параметры структуры: $t = 1 \text{ мкм}$, $\epsilon_{SiO_2} = 4$, $\epsilon_{air} = 1$, $B = 1 \text{ Тл}$, $f = 0.1 \text{ ТГц}$, $W = 25 \text{ нм}$, $G = 25 \text{ нм}$, $L = 50 \text{ нм}$, $\mu_{ch} = 0.5 \text{ эВ}$, $\Gamma = 0.22 \text{ мэВ}$. Как видно из рис. 4, фазовый переход в диоксиде ванадия, а также внешнее магнитное поле сильно влияют на кар-

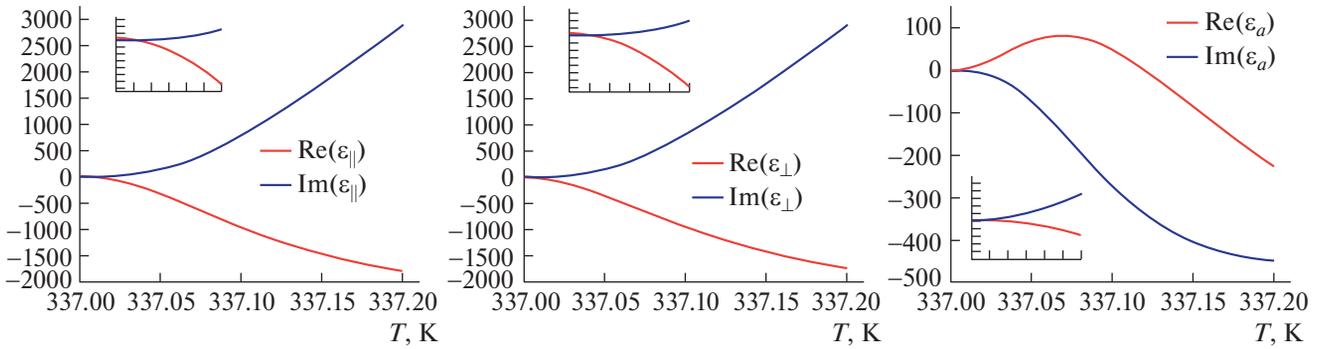


Рис. 3. Компоненты тензора диэлектрической проницаемости диоксида ванадия в ходе фазового перехода.

тину распространения поверхностных плазмонов в структуре.

На рис. 4 приведены изочастотные контуры ППП в виде зависимости волнового числа k от угла распространения под воздействием внешнего магнитного поля. Угол 0° соответствует распространению вдоль оси x , а угол 90° — вдоль оси y .

В случаях, когда внешние магнитные поля лежат параллельно осям x (рис. 4б, в) и z (рис. 4ж, з), при изменении направления магнитного поля на противоположное изочастотные контуры симметрично отражаются относительно оси y . Например, из рис. 4ж можно заметить, что при внешнем магнитном поле в направлении $(0, 0, 1)$ поверхностные плазмоны в структуре распространяются в угловых диапазонах $\Delta\alpha(+H)$ от 40° до 70° и $\Delta\alpha(+H)$ от 220° до 250° , а при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное, диапазоны углов распространения ППП принимают значения $\Delta\alpha(-H)$ от 110° до 140° и $\Delta\alpha(-H)$ от 290° до 320° (т.е. $\Delta\alpha(-H) = 180^\circ - \Delta\alpha(+H)$). Также стоит отметить, что внешнее поле вдоль оси x провоцирует распространение плазмонов в этом направлении, что не наблюдается во всех остальных случаях.

Направление поля вдоль и против оси y оказывает более сильное влияние на изочастотный контур плазмонов (рис. 4д, е). Изменение направления поля в этом случае влияет не только на углы, вдоль которых структура поддерживает распространение поверхностных плазмонов, но также и на их постоянную затухания. В случае с внешним полем H в направлении $(0, -1, 0)$ поверхностные плазмоны затухают гораздо быстрее.

ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ

Еще одним немаловажным явлением, которое возникает в такой структуре, является обратный эффект Фарадея [15, 20]. Статическая намагниченность индуцируется распространением ППП с частотой ω . Индуцированная намагниченность

пропорциональна векторному произведению \vec{E} и \vec{E}^* :

$$\vec{M} \propto [\vec{E}, \vec{E}^*]. \quad (6)$$

Зная напряженность поля вблизи графеновой метаповерхности, можно посчитать, как направление распространения поверхностных плазмонов и внешнее магнитное поле влияют на направление индуцируемой намагниченности (рис. 6–8). Согласно оценкам, приведенным ранее в работе [15], магнитное поле, индуцируемое обратным эффектом Фарадея, в подобных системах вблизи графенового слоя может достигать скромных значений порядка ~ 1 Э в случае SiO_2 , какой и рассмотрен в настоящей работе. Однако, с целью усиления обратного эффекта Фарадея, в качестве прослойки можно использовать, например, полупроводники с высокими значениями постоянной Верде $(\text{Cd}, \text{Mn})\text{Te}$, InSb , в таком случае, магнитное поле может достигать порядка тесла. На всех графиках ниже изображены зависимости приведенной намагниченности $\vec{M}/|\vec{M}|$ от угла распространения плазмонов α на частотах и температурах, рассмотренных ранее. Голубым цветом указаны области, в которых отсутствуют ярко выраженные плазмонные моды (рис. 4).

Во всех случаях наибольшее изменение направления намагничивания возникает, когда распространение плазмонов выстраивается вдоль полосок графена. Внешнее магнитное поле также оказывает сильное влияние на возникающий обратный эффект Фарадея.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы изочастотные контуры поверхностных плазмонов в многослойной структуре $\text{VO}_2\text{-SiO}_2$ -гиперболическая метаповерхность на основе графена во внешнем магнитном поле. Слой VO_2 имеет фазовый переход полупроводник-металл. Все расчеты проведены в предположении,

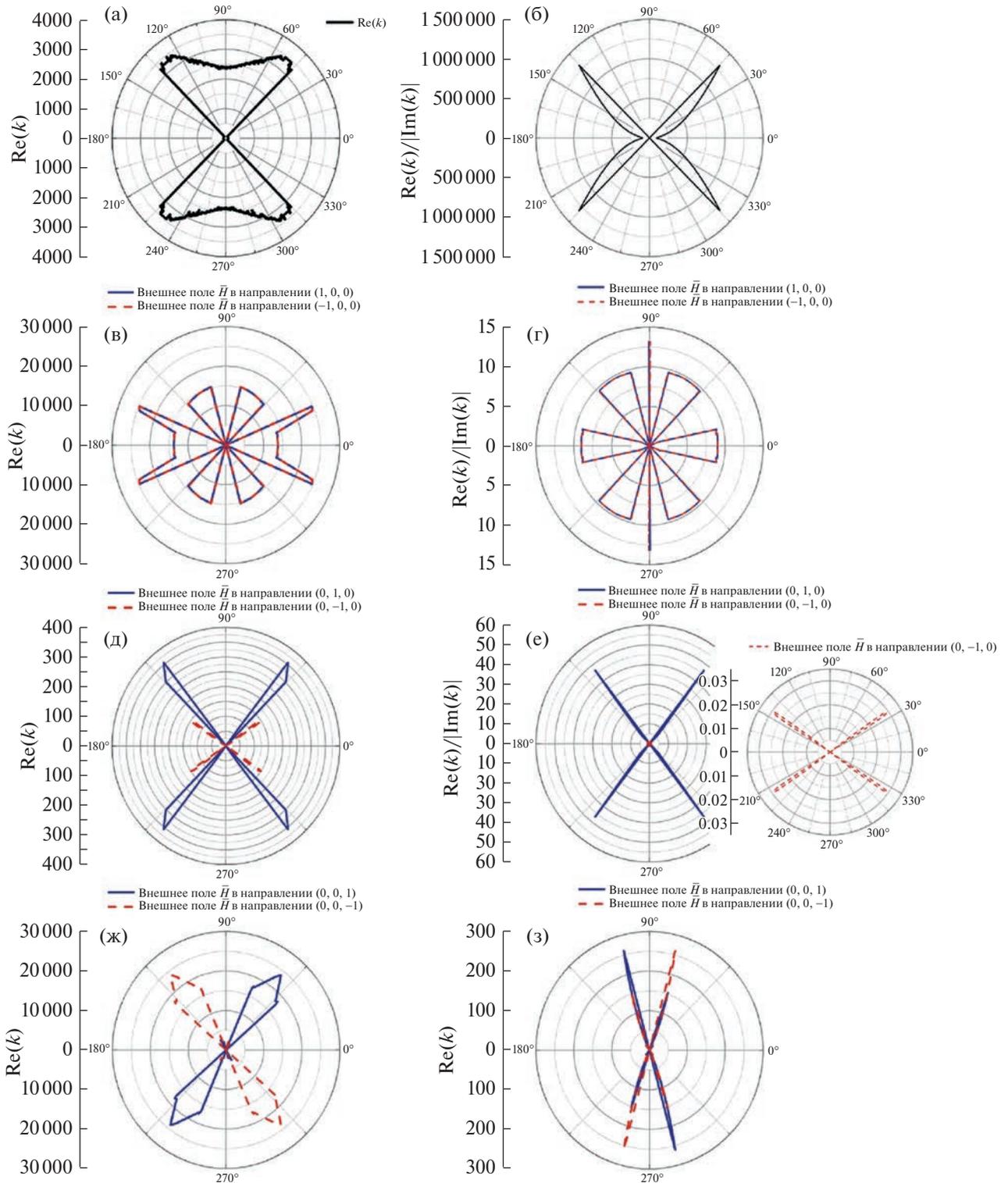


Рис. 4. Изочастотные контуры поверхностных плазмонов: а, б – до фазового перехода VO_2 ($T = 320$ К); в, г – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02$ К), внешнее поле вдоль оси x ; д, е – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02$ К), внешнее поле вдоль оси y ; ж, з – в начале фазового перехода VO_2 ($T = 337.02$ К), внешнее поле вдоль оси z .

что внешнее магнитное поле оказывает влияние только на диоксид ванадия. Рассмотрены шесть направлений внешнего магнитного поля. Расчеты показали, что направление внешнего магнитного

поля существенно влияет как на направление распространения ППП, так и на их затухание.

Также внешнее поле оказывает сильное влияние на возникающий обратный эффект Фарадея.

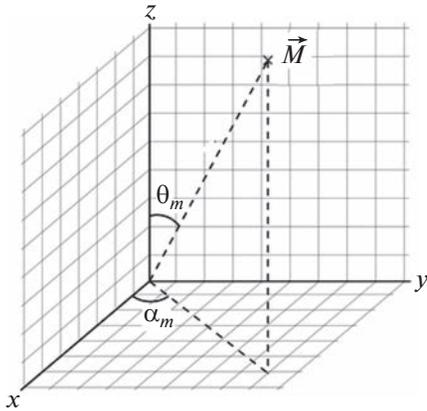


Рис. 5. Углы индуцируемой намагниченности.

Из расчетов видно, что, изменяя направления внешнего поля и распространения ППП, можно изменять ориентацию индуцируемой статической намагниченности.

Поскольку часть энергии ППП тратится на нагрев всей структуры (и VO_2 в частности), в какой-то момент диоксид ванадия начнет претерпевать фазовый переход диэлектрик-металл. При приближении по температуре к концу фазового перехода из-за больших значений частоты рассеяния носителей заряда в VO_2 будут наблюдаться большие оптические потери, вследствие чего в рассмотренной структуре перестанет поддерживаться распространение поверхностных плазмонов, и она начнет остывать, что в итоге вновь вызовет обратный фазовый переход в VO_2 , а значит, снова появится возможность распространения ППП. Изу-

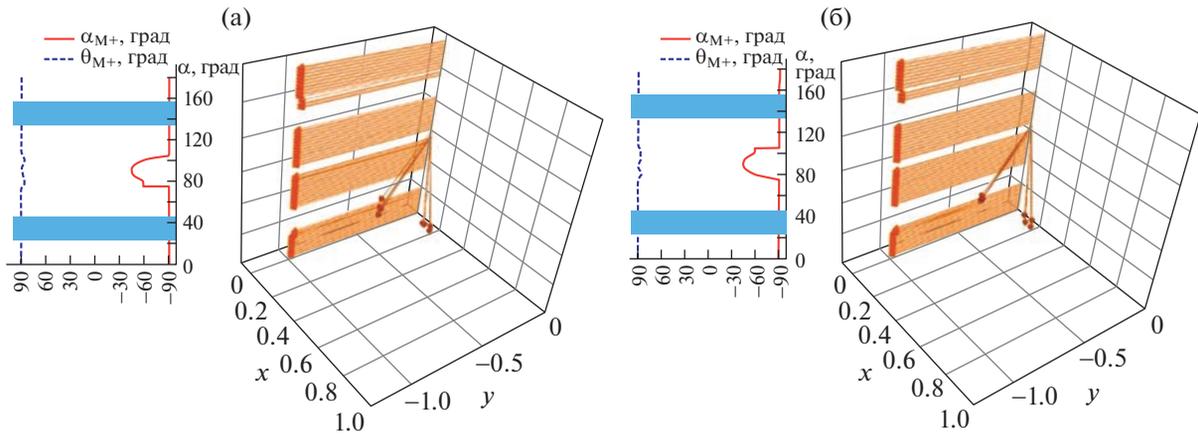


Рис. 6. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагниченности: а – внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(1, 0, 0)$; б – внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(-1, 0, 0)$.

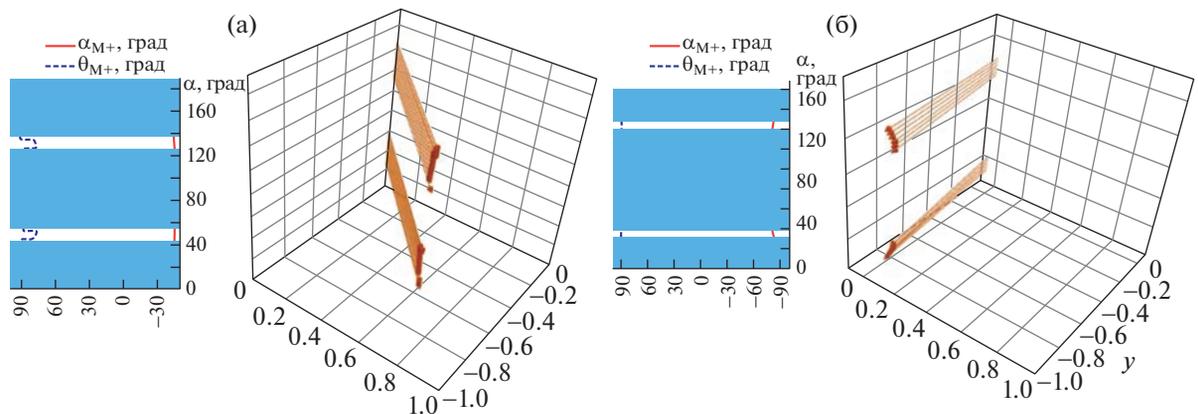


Рис. 7. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагниченности: а – внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 1, 0)$; б – внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, -1, 0)$.

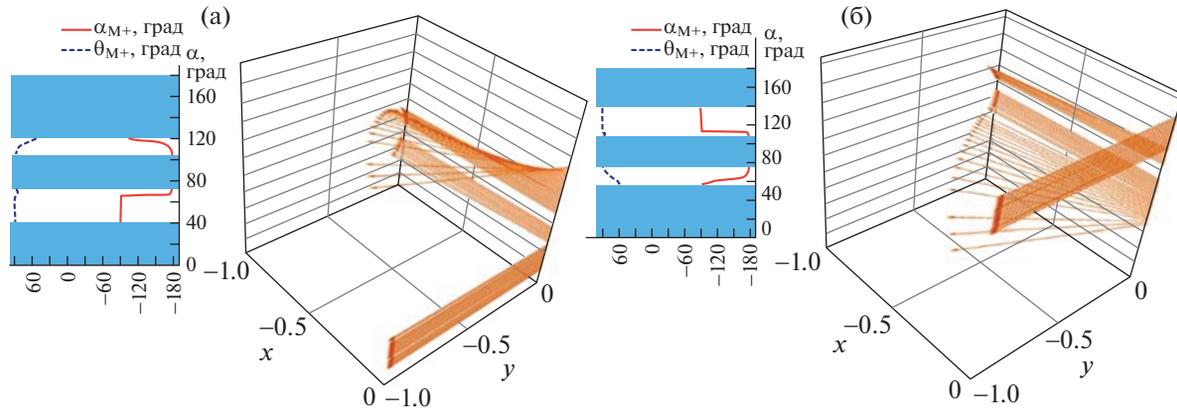


Рис. 8. Углы (слева) и вектор направленности $\vec{M}/|\vec{M}|$ (справа) индуцируемой плазмонами намагненности: а – внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 0, 1)$; б – внешнее магнитное поле \vec{H} в направлении $(0, 0, -1)$.

ченная структура с диоксидом ванадия в качестве одного из слоев может послужить основой для будущих самонастраивающихся (саморегулирующихся) структур, т.е. структур, которые могут самостоятельно изменять свои параметры в процессе эксплуатации, поддерживая их в некотором диапазоне значений. Такие структуры в дальнейшем могут использоваться в устройствах приема, передачи и хранения информации, при создании сенсоров магнитного поля, фильтров и т.д.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22-19-00355).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peterseim T., Dressel M., Dietrich M., and Polity A.* Optical properties of VO₂ films at the phase transition: Influence of substrate and electronic correlations // *J. Appl. Physics.* 2016. V. 120. P. 075102.
2. *Koledov V.V., Shavrov V.G., Shahmirzadi N.V., Pakizeh T., Kamantsev A.P., Kalenov D.S., Parkhomenko M.P., von Gratoski S.V., Irzhak A.V., Serdyuk V.M., Titovitsky J.A., Komlev A.A., Komlev A.E., Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Yurapin P.* Interaction of electromagnetic waves with VO₂ nanoparticles and films in optical and millimetre wave ranges: Prospective for nano-photonics, nano-antennas, and sensors // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conference Series.* 2018. V. 1092. P. 012108.
3. *Бычков И.В., Кузьмин Д.А., Толкачев В.А., Каманцев А.П., Коледов В.В., Шавров В.Г.* Дифракция плоской электромагнитной волны на микрошаре из VO₂ в области фазового перехода // *Физика твердого тела.* 2020. Т. 62. № 6. С. 885–889.

4. *Kamantsev A.P., Koledov V.V., Shavrov V.G., Kalenov D.S., Parkhomenko M.P., von Gratoski S.V., Shahmirzadi N.V., Pakizeh T., Irzhak A.V., Serdyuk V.M., Titovitsky J.A., Novoselova I.P., Komlev A.A., Komlev A.E., Kuzmin D.A., Bychkov I.V.* Interaction of Optical and EHF Waves With VO₂ Nanosized Films and Particles // *IEEE J. Electromagnetics, RF, and Microwaves in Medicine and Biology.* 2019. V. 3. № 1. P. 17–24.
5. *Lysenko S., Vikhnin V., Rua A., Fernandez F., and Liu H.* Critical behavior and size effects in light-induced transition of nanostructured VO₂ films // *Physical Review B.* 2010. V. 82. P. 205425.
6. *Chen C., Wang R., Shang L., and Guo C.* Gate-field-induced phase transitions in VO₂: monoclinic metal phase separation and switchable infrared reflections // *Appl. Physics Letters.* 2008. V. 93. P. 171101.
7. *Rini M., Cavalleri A., Schoenlein R.W., López R., Feldman L.C., Haglund R.F., Boatner L.A., and Haynes T.E.* Photoinduced phase transition in VO₂ nanocrystals: ultrafast control of surface-plasmon resonance // *Optics Letters.* 2005. V. 30. P. 558.
8. *Othman M.A.K., Guclu C., and Capolino F.* Graphene-based tunable hyperbolic metamaterials and enhanced near-field absorption // *Optics Express.* 2013. V. 21. P. 7614.
9. *Gomez-Diaz J.S., Tymchenko M., and Alù A.* Hyperbolic Plasmons and Topological Transitions Over Uniaxial Metasurfaces // *Physical Review Letters.* 2015. V. 114. P. 233901.
10. *Gomez-Diaz J.S., Alu A.* Flatland Optics with Hyperbolic Metasurfaces // *ACS Photonics.* 2016. V. 3. P. 2211.
11. *LeBlanc S.J., McClanahan M.R., Jones M., Moyer P.J.* Enhancement of Multiphoton Emission from Single CdSe Quantum Dots Coupled to Gold Films // *Nano Letters.* 2013. V. 13. P. 1662.
12. *Razdolski I., Makarov D., Schmidt O.G., Kirilyuk A., Theo Rasing T., Temnov V.V.* Nonlinear Surface Magnetoplasmonics in Kretschmann Multilayers // *ACS Photonics.* 2016. V. 3. P. 179.
13. *Андреев В.Н., Климов В.А.* Электропроводимость полупроводниковой фазы в монокристаллах диок-

- сида ванадия // Физика твердого тела. 2007. Т. 49. С. 2146.
14. *Zilbersztein A., Mott N.F.* Metal-insulator transition in vanadium dioxide // *Physical Review B*. 1975. V. 11. P. 4383.
 15. *Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Tolkachev V.A., Plaksin P.S., Shavrov V.G.* Plasmon mediated inverse Faraday effect in a graphene–dielectric–metal structure // *Optics Letters*. 2018. V. 43. P. 26.
 16. *Gomez-Diaz J.S., Tymchenko M., Alù A.* Hyperbolic metasurfaces: surface plasmons, light-matter interactions, and physical implementation using graphene strips // *Optical Material Express*. 2015. V. 5. № 10. P. 2313.
 17. *Falkovsky L.A.* Optical Properties of Graphene and IV–VI Semi-conductors // *Phys-Usp*. 2008. V. 51. P. 887.
 18. *Thomas M., Chain E.E.* Optical properties and electron energy-loss diagnostics of vanadium dioxide thin films // *Thin Solid Films*. 1991. V. 204. P. 487.
 19. *Masato Tazawa, Ping Jin, and Sakae Tanemura.* Optical constants of $V_{1-x}W_xO_2$ films // *Applied Optics*. 1998. V. 37. P. 1858.
 20. *Kuzmin D.A., Bychkov I.V., Shavrov V.G., Temnov V.V., Lee H.I., Mok J.* Plasmonically induced magnetic field in graphene-coated nanowires // *Optics Letters*. 2016. V. 41. P. 396.

SURFACE PLASMON-POLARITONS IN THE VO₂-DIELECTRIC-METASURFACE STRUCTURE BASED ON GRAPHENE IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

**M. O. Usik^a, D. A. Kuzmin^a, I. V. Bychkov^a,
Academician of the RAS A. S. Bugaev^b, and V. G. Shavrov^b**

^a *Chelyabinsk State University, Chelyabinsk, Russia*

^b *Kotelnikov Institute of Radio-Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

In this paper presents the results of a study of the behavior of surface plasmon polaritons in the layered structure of VO₂–SiO₂-graphene-based hyperbolic metasurface under the influence of an external magnetic field before and at the beginning of the phase transition of vanadium dioxide. As a result of calculations, it is shown how the Isofrequency contour of surface plasmons changes taking into account the different direction of the external magnetic field. It is also shown how an external magnetic field affects the direction of static magnetization caused by the inverse Faraday effect. This work can offer additional ways to control the behavior of surface plasmons, as well as become the basis for the study of new self-adjusting structures.

Keywords: surface plasmon-polaritons, graphene, hyperbolic metasurface, dioxide of vanadium, inverse Faraday effect