

**А. И. Овчаренко<sup>1,2</sup>, О. Е. Ермаков<sup>1,2</sup>, М. Song<sup>1</sup>,  
А. А. Богданов<sup>1,3,4</sup>, И. В. Иорш<sup>1</sup>, Ю. С. Кившарь<sup>1,5</sup>**

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Национальный Исследовательский Университет  
Информационных технологий, механики и оптики

<sup>2</sup>Харьковский Национальный Университет им. В. Н. Каразина

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. Иоффе

<sup>4</sup>Академический Университет

<sup>5</sup>Nonlinear Physics Center, Australian National University

## **Двумерные Дьяконовские волны на гиперболической метаповерхности с анизотропной эффективной поверхностной проводимостью**

*Продemonстрировано существование нового типа поверхностных электромагнитных волн, способных распространяться на гиперболических метаповерхностях. Показано, что спектр этих волн состоит из двух ветвей, соответствующих гибридным ТЕ-ТМ волнам, схожими с Дьяконовскими. С поляризацией, меняющийся от линейной к эллиптической или круговой зависимости от частоты волны и направления ее распространения.*

**Ключевые слова:** поверхностные волны, двумерные плазмоны, Дьяконовские моды, метаповерхности

Метаповерхности являются двумерными аналогами метаматериалов. Они обеспечивают беспрецедентный контроль над распространением, отражением и преломлением света [1, 2]. Одним из основных преимуществ метаповерхностей является их полная совместимость с современными планарными технологиями, и то, они могут быть легко интегрированы в оптические интегральные микросхемы, сохраняя большую часть функциональности, присущей трехмерным метаматериалам. В общем случае, метаповерхность может быть описана двумерным током, характеризующимся диспергирующим нелокальным двумерным тензором проводимости.

В этой статье, изучается специальный класс метаповерхностей, характеризующихся локальным диагональным анизотропным тензором проводимости. Такие метаповерхности являются двумерным аналогом одноосных кристаллов. В частности, когда мнимые части главных компонент тензора проводимости имеют разные знаки, метаповерхность проявляет свойства гиперболических метаматериалов [3].

Ранее было показано, что анизотропная поверхность раздела гиперболический метаматериал-вакуум может поддерживать определенный класс плазмонных мод, аналогичных поверхностным состояниям Дьяконова [4-7]. Поверхностные Дьяконовские состояния [8] – локализованные состояния, которые способны распространяться в узком диапазоне углов вдоль границы раздела анизотропных кристаллов.

Рассматриваемая структура представляет собой две изотропные среды с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , разделенные анизотропной некиральной метаповерхностью. В приближении локальной гомогенизации электромагнитные свойства такой структуры могут быть описаны с помощью двумерного тензора проводимости:

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{\perp}$  и  $\sigma_{\parallel}$  проводимости единицы длины, обладающие частотной зависимостью, отвечающие главным осям метаповерхности.

Мы ищем решения уравнений Максвелла в виде волны, распространяющейся вдоль оси  $z$  и локализованной вдоль  $x$ . Предполагается, что вектора электрического и магнитного поля зависят от координаты  $z$  и времени  $t$  как  $\exp(ik_z z - i\omega t)$ . В дальнейшем мы будем использовать тензор, повернутый на угол  $\alpha$ , который суть угол между направлением распространения поверхностной волны и одной из главных осей поверхности:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{yy} &= \sigma_{\perp} \cos^2 \alpha + \sigma_{\parallel} \sin^2 \alpha, \\ \sigma_{zz} &= \sigma_{\perp} \sin^2 \alpha + \sigma_{\parallel} \cos^2 \alpha, \\ \sigma_{yz} &= \sigma_{zy} = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{2} \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (3)$$

Решая систему уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями, учитывая, что электромагнитное поле затухает в направлении от поверхности, можно получить следующее дисперсионное соотношение для поверхностных состояний:

$$\left( \frac{c\kappa_1}{\omega} + \frac{c\kappa_2}{\omega} - \frac{4\pi i}{c} \sigma_{yy} \right) \left( \frac{\omega\varepsilon_1}{c\kappa_1} + \frac{\omega\varepsilon_2}{c\kappa_2} + \frac{4\pi i}{c} \sigma_{zz} \right) = \frac{16\pi^2}{c^2} \sigma_{yz}^2. \quad (4)$$

Здесь  $\kappa_{1,2}^2 = k_z^2 - \varepsilon_{1,2} \omega^2 / c^2$  – обратная глубина проникновения поверхностной волны в верхнюю и нижнюю область,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon_{1,2}$  – диэлектрическая проницаемость первой и второй среды соответственно. Аналогичное уравнение описывает дисперсию магнитоплазмов, поверхностных волн в двумерный электронный газ при наличии сильного магнитного поля постоянного тока [9].

Дальше мы используем предположение, что компоненты тензора проводимости зависят от чистоты согласно модели Друде-Лорентца:

$$\sigma_s(\omega) = A \frac{ic}{4\pi} \frac{\omega}{\omega^2 - \Omega_s^2 + i\gamma\omega}, \quad s = \perp, \parallel, \quad (5)$$

где  $\Omega_s$  – резонансная частота вдоль основных осей тензора проводимости,  $\gamma$  – постоянная релаксации, которая предполагается изотропной,  $A$  – постоянная, зависящая от постановки

задачи. На рис. 1 представлена дисперсия поверхностных плазмонов для  $\gamma = 0$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ ,  $A = 1$ ,  $\Omega_{\perp} = 1, \Omega_{\parallel} = 3$ ,  $\alpha = 60^\circ$ .

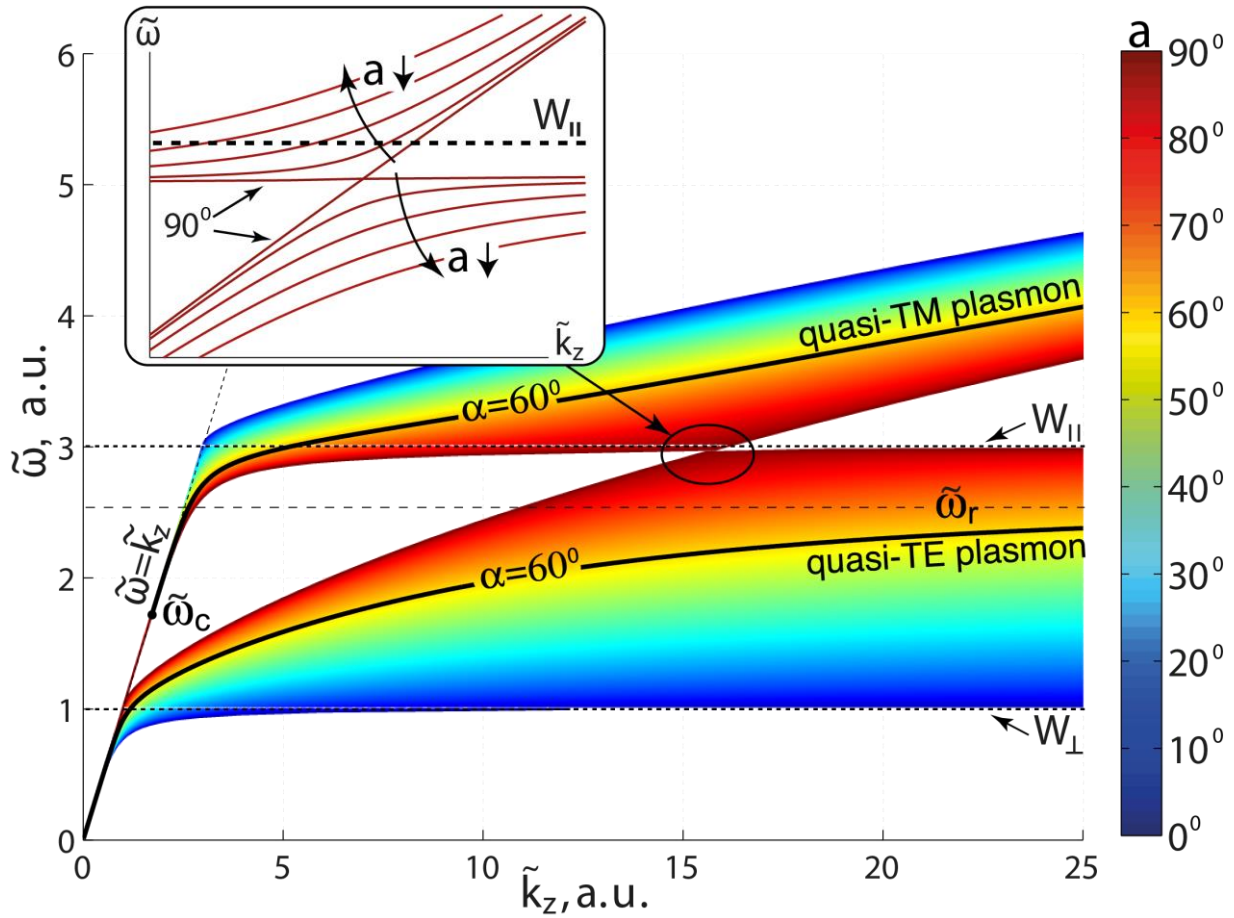


Рисунок 1

Анализ дисперсионного уравнения показывает, что одновременное распространение квази-ТЕ и квази-ТМ плазмонов возможно, если выполняется условие

$$\frac{\pi}{4} \leq |\alpha| \leq \frac{3\pi}{4}. \quad (6)$$

Рис. 1 содержит полную информацию о дисперсии поверхностных волн на метаповерхности, однако некоторые особенности их распространения, связанные, например, с плотностью оптических состояний или относительного направления фазовой и групповой скоростей, лучше проявляются в  $k$ -пространстве на изочастотных диаграммах. Изочастотные контура для квази-ТЕ и квази-ТМ плазмонов представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что для квази-ТЕ плазмона, контур имеет форму эллипса, бесконечности или гиперболы в зависимости от чистоты. Изочастоты для квази-ТМ плазмона представляют собой дугу, ромб, восьмерку или эллипс в зависимости от частоты.

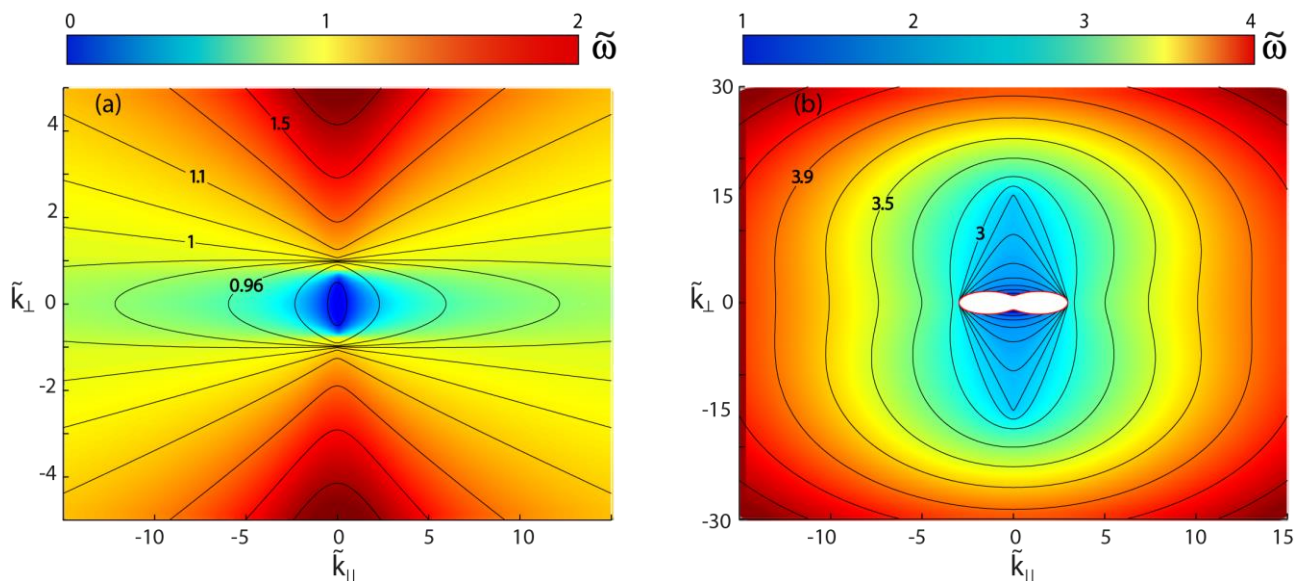


Рисунок 2

Уникальные электромагнитные свойства гиперболических метаповерхностей делают их перспективными для применений в таких областях, как суперлинзирование и ближнепольная микроскопия, Рамановская спектроскопия, оптические антенны, оптические интегрированные схемы, измерение толщины тонких пленок и т. д. Учитывая относительную простоту их производства, богатую функциональность и планарную геометрию гиперболических метаповерхностей, можно сказать, что они могут стать основой большого количества устройств оптики и оптоэлектроники будущего.

#### Библиографический список

1. Yu N. Flat optics with designer metasurfaces / N. Yu, F. Capasso // *Nat. Mater.* – 2014. – Vol. 13. – pp. 139–150.
2. Kildishev A. V. Planar Photonics with Metasurfaces / A. V. Kildishev, A. Boltasseva and V. M. Shalaev // *Science.* – 2013. – Vol. 339. – No. 6125.
3. Poddubny A. Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // *Nat. Photonics.* – 2013. – Vol. 7. – pp. 948-957.
4. Artigas D. Dyakonov surface waves in photonic metamaterials / D. Artigas and L. Torner // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 94. – Issue 1. – pp. 013901.
5. Jacob Z. Optical hyperspace for plasmons: Dyakonov states in metamaterials / Z. Jacob and E. Narimanov // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93. – p. 221109.
6. Takayama O. Dyakonov Surface Waves: A Review / O. Takayama, L.-C. Crasovana, S. K. Johansen, D. Mihalachea, D. Artigas and L. Torner // *Electromagnetics.* – 2008. – Vol. 28. – Issue 3. – pp. 126-145.
7. Polo J. Surface electromagnetic waves: A review / J. Polo, A. Lakhtakia // *Laser & Photonics Reviews.* – 2011. – Vol. 5. – Issue 2. – pp. 234–246.
8. D'yakonov M. I. New type of electromagnetic wave propagating at an interface / M. I. D'yakonov // *Sov. Phys. JETP.* – 1988. – Vol. 67. – pp. 714–716.
9. Chiu K. Plasma oscillations of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field / K. Chiu, J. Quinn // *Phys. Rev. B.* – 1974. – Vol. 9. – pp. 4724–4732.