

УДК 535.137

ИНДИКАЦИЯ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВИХРЕЙ С ПОМОЩЬЮ НАНОЗОНДА

Горишний В. А., Перескоков В. С., Дзедолик И. В.*

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет имени
В. И. Вернадского, Симферополь 295007, Россия
*E-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru

На границе металла и диэлектрика с помощью оптического излучения могут быть возбуждены поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) при выполнении соответствующих граничных условий. При отражении от области неоднородности в металлическом слое падающие и рассеянные ППП интерферируют. В интерференционном поле возникают сингулярные точки, в которых фаза вектора Пойнтинга ППП имеет винтовую дислокацию. Такие вихри ППП на поверхности металла можно обнаружить с помощью зонда, представляющего собой металлический нанопровод, расположенный над вихрем. При этом в нанозонде возбуждается мода ППП с направлением циркулярной поляризации, зависящим от топологического заряда вихря.

Ключевые слова: поверхностный плазмон-поляритон, плазмон-поляритонный вихрь, нанопровод.

PACS: 73.20.Mf

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы генерация, управление и регистрация плазмонных волн [1–6] привлекают большое внимание исследователей в связи с перспективой создания плазмонных процессоров с быстродействием, превосходящим быстродействие полупроводниковых процессоров в $\sim 10^5$ раз. Такое превосходство в скорости плазмонных процессоров над традиционными полупроводниковыми процессорами обусловлено их работой на оптических частотах $\sim 10^{14}$ Гц в отличие от мегагерцовых частот $\sim 10^9$ Гц функционирования полупроводниковых устройств.

Плазмонные волны возбуждаются электромагнитным полем в проводящих средах, в частности, на границе металла с диэлектрической средой [1]. На плоской границе раздела проводящей и диэлектрической сред электромагнитной волной могут быть возбуждены поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) с компонентами поля $E_y, E_z, B_x \sim \exp(-i\omega t + i\beta y + \alpha_M z)$ в проводящей среде, и в диэлектрической среде $E_y, E_z, B_x \sim \exp(-i\omega t + i\beta y - \alpha_0 z)$, где $\alpha_M > 0$, $\alpha_0 > 0$ – поперечные декременты компонент поля. ППП локализуются с двух сторон границы раздела двух сред, затухают вдоль нормальной к границе раздела сред оси z , а распространяются по продольной оси y .

Диэлектрическая проницаемость металла $\varepsilon_M \sim 1 - \omega_e^2 / \omega^2$ зависит от отношения плазменной электронной частоты ω_e и частоты электромагнитной волны ω , и может иметь как положительное, так и отрицательное значение. При выполнении граничных условий $-\varepsilon_M \alpha_0 = \varepsilon_0 \alpha_M$ в области отрицательных значений

диэлектрической проницаемости металла $\varepsilon_M < 0$ и положительных значений диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_0 > 0$ в диапазоне оптических частот ППП распространяются в тонком слое вдоль границы раздела сред. В области неоднородности в металле при положительных значениях диэлектрической проницаемости $\varepsilon_M > 0$, например, в отверстии в металлическом слое, граничные условия нарушаются, ППП рассеиваются на границе области неоднородности. В последнем случае прямые и отраженные волны плазмон-поляритонов интерферируют. Интерференция ППП, падающих и отраженных от области неоднородности с криволинейной конфигурацией границы, приводит к возникновению ряда эффектов, в частности, к фокусировке ППП, а также к формированию вихрей [7–11]. При отражении ППП от криволинейной границы неоднородности на поверхности металла в интерференционном поле возникают сингулярные точки, в которых образуются вихри ППП с винтовой дислокацией фазы [12–15]. При этом топология интерференционного поля зависит от конфигурации границы.

ППП на поверхности металла можно наблюдать с помощью методов ближнепольной микроскопии. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (Scanning Near-Field Optical Microscopy, SNOM) [16] появилась как продолжение и развитие методов сканирующей зондовой микроскопии, позволивших позиционировать измерительный зонд с точностью до долей ангстрема над поверхностью образца. Первоначально измерительный зонд в SNOM изготавливался в виде заостренного конца световода с апертурой 50 – 100 нм, покрытого металлическим слоем. Пропускающая способность такого зонда резко падает при уменьшении диаметра входного отверстия, а сигнал экспоненциально затухает в оптическом волокне. Помимо этого, происходит размытие краев изображения из-за возбуждения плазмонных волн в металлической оболочке зонда. Предложенный в 2000 году метод безапертурной сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (Apertureless Scanning Near-Field Optical Microscopy, ASNOM) [16] позволил резко повысить пространственное разрешение до 0.8 нм. Метод ASNOM заключается в использовании в качестве измерительного зонда заостренного проводника, закрепленного на кантилере атомно-силового микроскопа. Этот металлический нанозонд служит штыревой антенной, регистрирующей ближнее поле исследуемого объекта.

Напряженность поля вблизи острия нанозонда превосходит амплитуду поля на сканируемой поверхности металла на несколько порядков [16]. Взаимодействие нанозонда с наблюдаемым объектом наиболее эффективно, когда электрический вектор в ближнем поле направлен нормально к поверхности металла вдоль оси нанозонда. Вихрь ППП на поверхности металла имеет нормальную компоненту электрического поля. Поэтому вихрь ППП должен эффективно возбуждать сигнал в нанозонде – металлическом нанопроводе, расположенном над сингулярной точкой интерференционного поля. Сигнал в нанозонде возбуждается в форме поверхностной моды с циркулярной поляризацией [17–18]. При этом плазмонные поверхностные волны распространяются вдоль нанопровода на расстояния в десятки и сотни длин волн. Такой сигнал можно регистрировать как методами

ASNOM, так и с помощью различных датчиков, реагирующих на электромагнитное излучение с выходного конца нанопровода (наноантенны) (см. список литературы обзора [16]).

Цель работы – исследовать условия возбуждения мод ППП с циркулярной поляризацией сигнала в металлическом нанопроводе, расположенном над вихрем ППП, который сформирован на плоской поверхности металла.

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ МОД ППП НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

На плоской поверхности немагнитного металла с диэлектрической проницаемостью ε_M , граничащего с диэлектрической средой с проницаемостью ε_0 , при граничном условии $-\varepsilon_M \alpha_0 = \varepsilon_0 \alpha_M$ может быть возбуждена ТМ-мода ППП с компонентами поля E_y, E_z, B_x [1], распространяющаяся вдоль оси y ,

$$\begin{aligned} E_y &= -i \frac{c \alpha_0 A e^{-\alpha_0 z}}{\omega \varepsilon_0} \exp(i \phi_{TM}), \\ E_z &= \frac{c \beta_M A e^{-\alpha_0 z}}{\omega \varepsilon_0} \exp(i \phi_{TM}), \\ B_x &= A e^{-\alpha_0 z} \exp(i \phi_{TM}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $A = const$, $\alpha_0 = (\beta_M^2 - c^{-2} \omega^2 \varepsilon_0)^{1/2}$ – поперечный декремент моды вдоль нормальной к границе сред оси z в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ε_0 , $\beta_M = c^{-1} \omega (\varepsilon_M \varepsilon_0)^{1/2} (\varepsilon_M + \varepsilon_0)^{-1/2}$ – постоянная распространения, $\phi_{TM} = \beta_M y - \omega t$ – фаза ТМ-моды ППП. ТМ-мода ППП, распространяющаяся вдоль оси y , имеет плоский волновой фронт параллельный поперечной оси x .

ТМ-мода падает на границу области неоднородности в слое металла, граничные условия распространения ППП нарушаются, ППП отражаются от границы под углом φ относительно нормали к касательной к границе в данной точке. При отражении ТМ-моды от границы неоднородной области в металле формируется Е-мода ППП. Волновые векторы ППП ТМ-моды, отраженных от криволинейной границы, поворачиваются на угол 2φ против часовой стрелки, или на угол -2φ по часовой стрелке в данной точке границы. Отраженные ППП распространяются под углами $\pm 2\varphi$ по отношению к продольной оси y . Компоненты поля Е-моды, которая формируется отраженными ППП, имеют вид [12–15]

$$\begin{aligned} E_{xE} &= -i \frac{c \alpha_0 A e^{-\alpha_0 z} \sin 2\varphi}{\omega \varepsilon_0} \exp(i \phi_E), \quad E_{yE} = i \frac{c \alpha_0 A e^{-\alpha_0 z} \cos 2\varphi}{\omega \varepsilon_0} \exp(i \phi_E), \\ E_{zE} &= \frac{c \beta_M A e^{-\alpha_0 z}}{\omega \varepsilon_0} \exp(i \phi_E), \quad B_{xE} = -A e^{-\alpha_0 z} \cos 2\varphi \exp(i \phi_E), \\ B_{yE} &= -A e^{-\alpha_0 z} \sin 2\varphi \exp(i \phi_E), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\phi_E = \beta(|x| \sin 2\varphi - y \cos 2\varphi) - \omega t$ – фаза Е-моды ППП.

Компоненты вектора Пойнтинга ППП на поверхности металла при интерференции ТМ-моды и Е-моды имеют вид

$$S_{xM} = -\frac{c}{4\pi} E_z B_y, \quad S_{yM} = \frac{c}{4\pi} E_z B_x, \quad S_{zM} = \frac{c}{4\pi} (E_x B_y - E_y B_x), \quad (3)$$

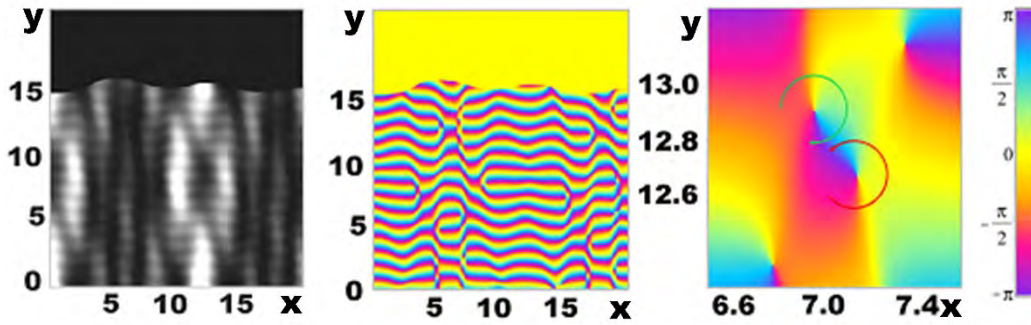
где $E_x = E_{xE}$, $E_y = E_{yTM} + E_{yE}$, $E_z = E_{zTM} + E_{zE}$, $B_x = B_{xTM} + B_{xE}$, $B_y = B_{yE}$. Топология интерференционной картины ППП определяется фокусировкой (дефокусировкой) при отражениях ППП от криволинейной границы неоднородной области. В точку поверхности металла с координатами (x, y) приходят три ППП: падающий, отраженный под углом $+\theta$, и отраженный под углом $-\theta$, где $\theta = 2\varphi = \arctan(|x|/y_m)$ – угол отражения ППП; после отражения угол $\theta = const$ для ППП. Компоненты вектора Пойнтинга ППП (3) можно представить в виде $S_{jM} = S_{jA} \exp(i\phi_{jM})$, где $S_{jA} = [(Re S_j)^2 + (Im S_j)^2]^{1/2}$ – амплитуда, $\phi_{jM} = \arctan(Im S_j / Re S_j)$ – фаза, $(Re S_{jM} + i Im S_{jM}) = S_{jA}^{|j|} \exp(i\phi_{jM})$. При обходе по замкнутому контуру вокруг сингулярных точек, в которых $Re S_{jM} = 0$ и $Im S_{jM} = 0$, фаза ϕ_{jM} ППП изменяется на величину, кратную 2π , то есть $\oint d\mathbf{r} \nabla \phi_{jM} = \oint d\phi_{jM} = 2\pi \cdot j_M$, где $j_M = \pm 1, \pm 2, \dots$ – топологический заряд вихря [19]. В сингулярной точке волновой фронт приобретает спиральную форму, и возникает винтовая дислокация волнового фронта.

Компоненты интерференционного поля в точке (x, y) имеют вид

$$\begin{aligned} E_x &= iA_T \sin \theta \{ \exp(i\phi_E^-) - \exp(i\phi_E^+) \}, \\ E_y &= -iA_T \{ \exp(i\phi_{TM}) - \cos \theta [\exp(i\phi_E^-) + \exp(i\phi_E^+)] \}, \\ E_z &= A_z [\exp(i\phi_{TM}) + \exp(i\phi_E^-) + \exp(i\phi_E^+)], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} B_x &= -A_0 \cos \theta [\exp(i\phi_E^-) + \exp(i\phi_E^+)], \\ B_y &= A_0 \{ \exp(i\phi_{TM}) + \sin \theta [\exp(i\phi_E^-) - \exp(i\phi_E^+)] \}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $A_z = A_0 \varepsilon_0^{-1} [\varepsilon_0 \varepsilon_M / (\varepsilon_0 + \varepsilon_M)]^{1/2}$, $A_T = A_0 \varepsilon_0^{-1} [\varepsilon_0 \varepsilon_M / (\varepsilon_0 + \varepsilon_M) - \varepsilon_0]^{1/2}$, $A_0 = A e^{-\alpha_0 z}$, $\phi_{TM} = \beta_M Y - \omega t$, $\phi_E^\pm = \beta_M [|x| \sin(\pm\theta) - Y \cos \theta] - \omega t$, $Y = y + y_m$. Распределение компонент вектора Пойнтинга (3) при интерференции ППП в рассматриваемом случае представлено на рис. 1 [12, 13].



(а) – амплитуда, (б) – фаза, (в) – фазовые вихри ППП

Рис. 1. Интерференционная картина нормальной к поверхности металла компоненты вектора Пойнтинга S_{zM} при отражении ППП от криволинейной границы неоднородности, $\lambda_0 = 0.6 \mu m$, $\epsilon_M = -8.77 + i1.37$ (золото). Топологические заряды вихрей: $M = +1$ (красная стрелка, против часовой), $M = -1$ (зеленая стрелка, по часовой), размеры по осям отложены в микрометрах

В точках поверхности металла, в которых амплитуды электрического и магнитного полей интерференционного поля ППП равны нулю (рис. 1 (а)), образуются плазмон-поляритонные вихри (рис. 1 (в)). В интерференционном поле ППП, представленном на рис. 1, вихри возникают в точках пересечения трех ППП, например, в выделенной области (рис. 1 (в)). Вихрь ППП имеет топологический заряд $M = +1$ (красная стрелка против часовой) или $M = -1$ (зеленая стрелка по часовой).

2. МОДЫ ППП МЕТАЛЛИЧЕСКОГО НАНОПРОВОДА

Рассмотрим процесс формирования мод ППП в немагнитном металлическом нанопроводе с круговым сечением радиуса a при возбуждении монохроматическим полем с частотой ω . Зависимость компонент электромагнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{B} от времени выбираем в форме $\exp(-i\omega t)$. Тогда уравнения Максвелла для компонент поля принимают вид $\nabla \times \mathbf{B} = -i\epsilon k_0 \mathbf{E}$, $\nabla \times \mathbf{E} = ik_0 \mathbf{B}$, где $k_0 = \omega/c$. Перейдем в цилиндрическую систему координат (r, φ, z) . Решения системы уравнений Максвелла выбираем в форме мод ППП, распространяющихся по поверхности провода вдоль его оси z с угловой зависимостью φ , $E, B \sim \exp(i\varphi + i\beta z)$, где $= 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – азимутальное число, β – постоянная распространения моды. В этом случае система уравнений преобразуется к виду

$$\frac{-B_z - \beta B_\varphi}{r} = -\epsilon k_0 E_r, \quad \frac{-E_z - \beta E_\varphi}{r} = k_0 B_r,$$

$$\begin{aligned} i\beta B_r - \frac{\partial B_z}{\partial r} &= -i\varepsilon k_0 E_\varphi, & i\beta E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= ik_0 B_\varphi, \\ \frac{1}{r} B_\varphi + \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} - \frac{i}{r} B_r &= -i\varepsilon k_0 E_z, & \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \frac{i}{r} E_r &= ik_0 B_z. \end{aligned} \quad (6)$$

Представление полевых уравнений в виде системы (6) позволяет выразить поперечные компоненты мод $E_\varphi, E_r, B_\varphi, B_r$ через продольные компоненты E_z, B_z :

$$E_r = \frac{1}{k^2} \left(-i\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{k_0}{r} B_z \right), \quad E_\varphi = \frac{1}{k^2} \left(\frac{\beta}{r} E_z + ik_0 \frac{\partial B_z}{\partial r} \right), \quad (7)$$

$$B_r = -\frac{1}{k^2} \left(i\beta \frac{\partial B_z}{\partial r} + \frac{\varepsilon k_0}{r} E_z \right), \quad B_\varphi = \frac{1}{k^2} \left(\frac{\beta}{r} B_z - i\varepsilon k_0 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right), \quad (8)$$

где $k^2 = \beta^2 - \varepsilon k_0^2$. Уравнения для продольных компонент мод E_z и поля B_z имеют вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} - \left(k^2 + \frac{2}{r^2} \right) E_z = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial r} - \left(k^2 + \frac{2}{r^2} \right) B_z = 0. \quad (10)$$

Учтем, что внутри металлического провода диэлектрическая проницаемость согласно теории Друде-Лоренца равна $\varepsilon = 1 - \omega_e^2 / (\omega^2 + i\omega_M \omega)$, где $\omega_e^2 = 4\pi e^2 n_0 / m$ – квадрат электронной плазменной частоты, ω_M – частота релаксации. На частотах ППП вплоть до оптических $\omega < \omega_e$ диэлектрическая проницаемость металла имеет отрицательную действительную часть $\varepsilon = -\varepsilon' + i\varepsilon''$. Для продольных компонент мод ППП уравнение в металле можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 F_M}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_M}{\partial r} + \left(k_M^2 - \frac{2}{r^2} \right) F_M = 0, \quad (11)$$

где $k_M^2 = (\varepsilon' - i\varepsilon'')k_0^2 - \beta^2$. На поверхности металлического провода, окруженного воздухом $\varepsilon_0 = 1$, уравнение для продольных компонент мод ППП имеет вид

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} - \left(k^2 + \frac{2}{r^2} \right) F = 0, \quad (12)$$

где $k^2 = \beta^2 - k_0^2 > 0$. Решения уравнения (11) выбираем в форме функций Бесселя $J(k_M r)$, а решение уравнения (12) – в форме функций Макдональда $K(kr)$. Тогда продольные компоненты мод ППП представим в виде

$$E_{zM} = A \frac{J(ur/a)}{J(u)}, \quad B_{zM} = B \frac{J(ur/a)}{J(u)}, \quad (13)$$

$$E_{z0} = A \frac{K(wr/a)}{K(w)}, \quad B_{z0} = B \frac{K(wr/a)}{K(w)}, \quad (14)$$

где $u = ak_M$, $w = ak$. Поперечные компоненты мод ППП (7)–(8) с учетом выражений (13) и (14) принимают вид

$$E_{r0} = \frac{a^2}{w^2} \left(-iA \frac{\beta w K'(wr/a)}{a K(w)} + B \frac{k_0 K(wr/a)}{r K(w)} \right), \quad (15)$$

$$E_{\varphi 0} = \frac{a^2}{w^2} \left(A \frac{\beta K(wr/a)}{r K(w)} + iB \frac{k_0 w K'(wr/a)}{a K(w)} \right), \quad (16)$$

$$B_{r0} = -\frac{a^2}{w^2} \left(iB \frac{\beta w K'(wr/a)}{a K(w)} + A \frac{k_0 K(wr/a)}{r K(w)} \right), \quad (17)$$

$$B_{\varphi 0} = \frac{a^2}{w^2} \left(B \frac{\beta K(wr/a)}{r K(w)} - iA \frac{k_0 w K'(wr/a)}{a K(w)} \right), \quad (18)$$

$$E_{rM} = -\frac{a^2}{u^2} \left(-iA \frac{\beta u KJ'(ur/a)}{a J(u)} + B \frac{k_0 J(ur/a)}{r J(u)} \right), \quad (19)$$

$$E_{\varphi M} = -\frac{a^2}{u^2} \left(A \frac{\beta J(ur/a)}{r J(u)} + iB \frac{k_0 u J'(ur/a)}{a J(u)} \right), \quad (20)$$

$$B_{rM} = \frac{a^2}{u^2} \left(iB \frac{\beta u J'(ur/a)}{a J(u)} + A \frac{k_0 \varepsilon_M J(ur/a)}{r J(u)} \right), \quad (21)$$

$$B_{\varphi M} = -\frac{a^2}{u^2} \left(B \frac{\beta J(ur/a)}{r J(u)} - iA \frac{k_0 \varepsilon_M u J'(ur/a)}{a J(u)} \right), \quad (22)$$

где штрих обозначает производную по аргументу. Таким образом, выражения для продольных компонент (13)–(14) и поперечных компонент (15)–(22) мод полностью описывают моды ППП с циркулярной поляризацией в металлическом нанопроводе с круговым сечением.

Приравнивая тангенциальные компоненты мод на границе провода $r = a$, получаем систему уравнений для амплитуд

$$\beta \left(\frac{1}{w^2} + \frac{1}{u^2} \right) A + ik_0 \left(\frac{J'(u)}{uJ(u)} + \frac{K'(w)}{wK(w)} \right) B = 0, \quad (23)$$

$$-ik_0 \left(\frac{\varepsilon_M J'(u)}{uJ(u)} + \frac{K'(w)}{wK(w)} \right) A + \beta \left(\frac{1}{w^2} + \frac{1}{u^2} \right) B = 0. \quad (24)$$

Приравнивая определитель системы уравнений (23)–(24) к нулю, получаем дисперсионное уравнение для определения постоянных распространения мод ППП

$$\left(\frac{J'(u)}{uJ(u)} + \frac{K'(w)}{wK(w)} \right) \left(\frac{\varepsilon_M J'(u)}{uJ(u)} + \frac{K'(w)}{wK(w)} \right) = \frac{\beta^2}{k_0^2} \left(\frac{1}{w^2} + \frac{1}{u^2} \right)^2. \quad (25)$$

Из трансцендентного уравнения (25) с помощью численных методов можно найти постоянные распространения мод β_m , где $m=1,2,\dots$ – номер корня цилиндрической функции, т.е. радиальный индекс моды. Амплитуду магнитного поля можно определить через амплитуду электрического поля из уравнений (23) или (24)

$$B = i \frac{\beta u^2 + w^2}{k_0 u^2 w^2} \left(\frac{J'(u)}{uJ(u)} + \frac{K'(w)}{wK(w)} \right)^{-1} A, \quad (26)$$

$$B = i \frac{k_0 u^2 w^2}{\beta u^2 + w^2} \left(\frac{\varepsilon_M J'(u)}{uJ(u)} + \frac{K'(w)}{wK(w)} \right) A. \quad (27)$$

Для мод с азимутальным индексом $m=0$ из уравнения (25) получаем два дисперсионных уравнения

$$\frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} + \frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} = 0, \quad (\text{TE-моды}) \quad (28)$$

$$\frac{\varepsilon_M J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} = 0. \quad (\text{TM-моды}) \quad (29)$$

При стремлении азимутального индекса моды к нулю $m \rightarrow 0$ и неравенстве нулю выражения в скобках из выражения (26) получаем $B=0$. В этом случае продольная компонента магнитного поля моды равна нулю $B_z^0=0$. Такие моды ППП являются поперечно-магнитными (ТМ), для них имеет место дисперсионное уравнение (29). Из выражения (27) при $m \rightarrow 0$ и неравенстве нулю выражения в скобках получаем, что должно $A \rightarrow 0$. В этом случае продольная компонента электрического поля равна нулю $E_z^0=0$. Такие моды ППП являются поперечно-электрическими (ТЕ), для них имеет место дисперсионное уравнение (28). В общем случае при $m \neq 0$ моды ППП имеют все шесть компонент электромагнитного поля.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ МОД ППП В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ НАНОПРОВОДЕ

Если над точкой расположения вихря на поверхности металла разместить нанозонд в виде металлического провода с круговым сечением радиуса a , то при выполнении граничных условий в зонде будут возбуждаться волны в форме мод ППП (15)–(22) с циркулярной поляризацией. Компоненты вектора Пойнтинга мод ППП, распространяющихся вдоль провода, имеют вид

$$S_{rW} = \frac{c}{4\pi} (E_\varphi B_z - E_z B_\varphi), S_{\varphi W} = -\frac{c}{4\pi} (E_r B_z - E_z B_r), S_{zW} = \frac{c}{4\pi} (E_r B_\varphi - E_\varphi B_r). \quad (30)$$

В сингулярной точке интерференционного поля ППП на поверхности металла нормальная компонента S_{zM} вектора Пойнтинга вихря ППП имеет топологический заряд $\pm M$ (рис. 1 (в)). Для того, чтобы в проводе нанозонда возбудилась поверхностная волна, поток энергии ППП должен быть направлен вдоль оси провода, $S_{zM} \rightarrow S_{zW}$. При этом должны быть согласованы тангенциальные компоненты ППП (14) E_{z0} на поверхности провода и нормальная к поверхности металла компонента (4) E_z в точках окружности $(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = a^2$, где x_0, y_0 – координаты центра вихря. В этом случае возбуждаются моды ППП на поверхности нанопровода с радиусом сечения $r = a$. С учетом того, что поток энергии вихря ППП затухает на расстоянии $\sim 1/2\alpha_0$ от поверхности металла, торец нанопровода зонда должен находиться над поверхностью металла на высоте $\Delta z < 1/2\alpha_0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространяющиеся по поверхности металла ППП и рассеянные на криволинейной границе неоднородности в металле ППП интерферируют. При интерференции ППП возникают сингулярные точки, в которых образуются вихри с винтовой дислокацией фазы. Такие вихри ППП на поверхности металла будут возбуждать моды с циркулярной поляризацией в металлическом нанопроводе, размещенном над сингулярной точкой, при выполнении граничных условий на поверхности нанопровода. Граничные условия возбуждения мод ППП в металлическом нанопроводе зонда состоят в согласовании нормальной компоненты электрического поля вихря ППП на поверхности металла и продольной компоненты моды нанопровода. При этом торец нанопровода должен находиться над поверхностью металла на высоте не более, чем обратная величина удвоенного поперечного декремента нормальной компоненты электрического вектора вихря ППП. Направление циркулярной поляризации моды ППП нанозонда зависит от топологического заряда вихря ППП на поверхности металла.

Таким образом, индикация плазмон-поляритонных вихрей, сформировавшихся на поверхности металла, возможна с помощью нанозонда. Управление вихрями ППП на границе металла и диэлектрика, их последующая индикация с помощью нанозондов позволят реализовать новые элементы плазмонных цепей, плазмонные логические устройства и процессоры с быстродействием, превосходящим в десятки тысяч раз быстродействие существующих полупроводниковых устройств.

Список литературы

1. Barnes W. L., Dereux A., Ebbesen T. W. Surface plasmon subwavelength optics // *Nature*. 2003. Vol. 424. P. 824–830.
 2. Zayats A. V., Smolyaninov I. I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2003. Vol. 5. P. S16–S50.
 3. Майер С. А. Плазмоника: теория и приложения. М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 296 с.
 4. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 480 с.
 5. Stockman M. I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future // *Optics Express*. 2011. Vol. 19. P. 22029–22106.
 6. Dzedolik I. V. Solitons and Nonlinear Waves of Phonon-Polaritons and Plasmon-Polaritons. New York: Nova Science Publishers, 2016. 154 p.
 7. Hecht B., Bielefeld H., Novotny L., Inouye Y., Pohl D. W. Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons // *Physical Review Letters*. 1996. Vol. 77. P. 1889–1892.
 8. Kim H., Park J., Cho S.-W., Lee S.-Y., Kang M., Lee B. Synthesis and dynamic switching of surface plasmon vortices with plasmonic vortex lens // *Nano Letters*. 2010. Vol. 10. P. 529–536.
 9. Boriskina S. V., Reinhard B. M. Adaptive on-chip control of nano-optical fields with optoplasmonic vortex nanogates // *Optics Express*. 2011. Vol. 19. No. 22. P. 22305–22315.
 10. Zhou H., Dong J., Zhou Y., Zhang J., Liu M., Zhang X. Designing appointed and multiple focuses with plasmonic vortex lenses // *IEEE Photonics Journal*. 2015. Vol. 7. No. 4. 4801007.
 11. Kamchatnov A. M., Pavloff N. Interference effects in the two-dimensional scattering of microcavity polaritons by an obstacle: phase dislocations and resonances // *European Physical Journal D*. 2015. Vol. 69: 32.
 12. Dzedolik I. V., Pereskokov V. Formation of vortices by interference of surface plasmon polaritons // *Journal of the Optical Society of America A*. 2016. Vol. 33. No. 5. P. 1004–1009.
 13. Dzedolik I. V., Lapayeva S., Pereskokov V. Vortex lattice of surface plasmon polaritons // *Journal of Optics*. 2016. Vol. 18. No. 7. 074007.
 14. Dzedolik I. V., Pereskokov V. Cnoidal waves, solitons and vortices in the flow of polaritons // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. Vol. 737. 012006.
 15. Дзедолик И. В., Перескоков В. С. Топология плазмон-поляритонных вихрей на адаптивном зеркале // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т. 29. № 11. С. 954–959.
 16. Казанцев Д. В., Кузнецов Е. В., Тимофеев С. В., Шелаев А. В., Казанцева Е. А. Безапелтурная микроскопия ближнего оптического поля // *Успехи физических наук*. 2017. Т. 187. № 3. С. 277–295.
 17. Ruting F., Fernandez-Dominguez F. I., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. J. Subwavelength chiral surface plasmons that carry tunable orbital angular momentum // *Physical Review B*. 2012. Vol. 86. 075437.
 18. Toyoda K., Takahashi F., Takizawa S., Tokizane Y., Miyamoto K., Morita R., Omatsu T. Transfer of light helicity to nanostructures // *Physical Review Letters*. 2013. Vol. 110. 143603.
 19. Dennis M. R., O'Holleran K., Padgett M. J. Singular optics: optical vortices and polarization singularities // *Progress in Optics*. 2009. Vol. 53. P. 293–363.
-

INDICATION OF PLASMON POLARITON VORTICES BY NANOPROBE

Gorishniy V. A., Pereskokov V. S., Dzedolik I. V.*

*Physics and Technology Institute, V. I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol 295007, Russia***E-mail: igor.dzedolik@cfuv.ru*

Surface plasmon polaritons (SPPs) can be excited by optical radiation on the boundary of metal and dielectric, when the corresponding boundary conditions are satisfied. The incident and scattered SPPs interfere when they reflected from the area of inhomogeneity in the metal layer. In the interference field, the singular points appear where the phase of the SPP Poynting vector has a screw dislocation. The probe can detect the SPP vortices, which is a metal nanowire that is located above the vortex on the surface of the metal. In this case, the SPP mode with the circular polarization direction is excited in the nanoprobe, and the mode polarization depends on the topological charge of the vortex.

Keywords: surface plasmon polariton, plasmon polariton vortex, nanowire.

References

1. W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, *Nature*, **424**, 824–830 (2003).
2. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **5**, S16–S50 (2003).
3. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamental and Applications* (New York: Springer, 2007).
4. V. V. Klimov, *Nanoplasmonics* (Moscow: FIZMATLIT, 2010) [in Russian].
5. M. I. Stockman, *Optics Express*, **19**, 22029–22106 (2011).
6. I. V. Dzedolik, *Solitons and Nonlinear Waves of Phonon-Polaritons and Plasmon-Polaritons* (New York: Nova Science Publishers, 2016).
7. B. Hecht, H. Bielefeld, L. Novotny, Y. Inouye, D. W. Pohl, *Physical Review Letters*, **77**, 1889–1892 (1996).
8. H. Kim, J. Park, S.-W. Cho, S.-Y. Lee, M. Kang, B. Lee, *Nano Letters*, **10**, 529–536 (2010).
9. S. V. Boriskina, B. M. Reinhard, *Optics Express*, **19**, No. 22, 22305–22315 (2011).
10. H. Zhou, J. Dong, Y. Zhou, J. Zhang, M. Liu, X. Zhang, *IEEE Photonics Journal*, **7**, No. 4, 4801007 (2015).
11. A. M. Kamchatnov, N. Pavloff, *European Physical Journal D*, **69**: **32** (2015).
12. I. V. Dzedolik, V. Pereskokov, *Journal of the Optical Society of America A*, **33**, No. 5, 1004–1009 (2016).
13. I. V. Dzedolik, S. Lapayeva, V. Pereskokov, *Journal of Optics*, **18**, No. 7, 074007 (2016).
14. I. V. Dzedolik, V. Pereskokov, *Journal of Physics: Conference Series*, **737**, 012006 (2016).
15. I. V. Dzedolik, V. S. Pereskokov, *Atmospheric and Oceanic Optics*, **30**, No. 2, 203–208 (2017).
16. D. V. Kazantsev, E. V. Kuznetsov, S. V. Timofeev, A. V. Shelaev, E. A. Kazantseva, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **187**, No. 3, 277–295 (2017) [in Russian].
17. F. Ruting, F. I. Fernandez-Dominguez, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, *Physical Review B*, **86**, 075437 (2012).
18. K. Toyoda, F. Takahashi, S. Takizawa, Y. Tokizane, K. Miyamoto, R. Morita, T. Omatsu, *Physical Review Letters*, **110**, 143603 (2013).
19. M. R. Dennis, K. O'Holleran, M. J. Padgett, *Progress in Optics*, **53**, 293–363 (2009).

*Поступила в редакцию 14.06.2017 г. Принята к публикации 26.11.2017 г.
Received June 14, 2017. Accepted for publication November 26, 2017*