

УДК 535.13

## **СВЕРХФОКУСИРОВКА ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА В СУЖАЮЩЕМСЯ ВОГНУТОМ ЗАЗОРЕ**

С.И. БОЖЕВОЛЬНЫЙ<sup>1</sup>, Х.В. НЕРКАРАРЯН<sup>2</sup>, С.Б. ОВСЕПЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт сенсоров, сигналов и электроники,  
Университет Южной Дании, Оденсе, Дания

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 21 июля 2010 г.)

Показано, что в вогнутом зазоре между плоской и цилиндрически выпуклой металлическими поверхностями поверхностный плазмон-поляритон может локализоваться в нанометрических размерах, в условиях адиабатического сужения минимальной ширины зазора и радиуса кривизны выпуклости. Волноводные каналы этого типа, благодаря небольшим потерям, могут служить в качестве элементной базы для создания быстродействующих оптических цепей нанометрических размеров.

### **1. Введение**

В последнее время проблема увеличения быстродействия обработки и передачи информации оказалась в центре внимания многих исследователей. Ограниченность во времени функциональных возможностей известных методов электроники стала причиной активного исследования электронных свойств полупроводниковых наноструктур, где процессы протекают значительно быстрее. Кроме того, развитие оптических методов обработки и передачи информации открывает перспективу существенного увеличения быстродействия. Ясно, что наибольшего результата можно достичь сочетанием этих направлений, то есть использованием оптических процессов в наноструктурах. Возникшая на этом пути основная преграда – это дифракционный предел, который не позволяет локализовать световое излучение в размерах, меньших его длины волны. Однако последние достижения наноплазмоники указывают на то, что это препятствие можно преодолеть [1-13]. Целью этого бурно развивающегося направления является изучение локализованных и распространяющихся поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), что имеет важное прикладное значение для создания нанометрических волноводных каналов и сенсоров.

Волноводное распространение ППП исследовалось в целом ряде таких структур, как плоские металлические пластины, нанопроволоки, цепочки

наночастиц и т.д. [14-20]. Наиболее перспективными оказались ППП волноводные структуры, созданные в виде V-образных каналов на поверхности металла [17-19]. Недавно в работе [21] предлагалось в качестве ППП волноводного канала использовать нанометрический зазор между параллельными цилиндрами. Как показывают оценки, такие ППП волноводы вполне конкурентоспособны и нуждаются в дополнительных исследованиях.

## 2. Теория

В настоящей работе изучаются возможности распространения и предельной поперечной локализации ППП в зазоре между плоской и цилиндрически выпуклой металлическими поверхностями. На рис.1 представлен характерный вид исследуемой структуры металл–зазор–металл. Обозначим через  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_d$ , соответственно, диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика заполняющего зазор. Рассматриваем случай, когда ширина зазора  $w$  зависит от координаты  $y$  следующим образом:

$$w(y) = w_0 \operatorname{ch}^2(\alpha y), \quad (1)$$

где  $w_0$  – минимальная ширина зазора, а  $\alpha$  определяет скорость его возрастания.

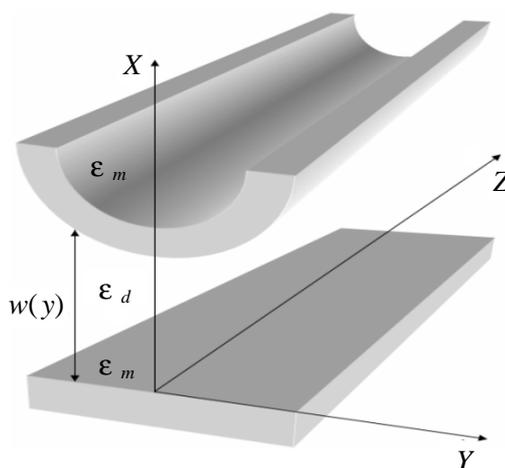


Рис.1. Характерный вид плазмонной волноводной структуры металл–зазор–металл.

Пусть волна распространяется в направлении  $z$ . В рамках адиабатического приближения  $x$ -компоненту напряженности электрического поля волны можно представить в виде [21]

$$E_x = AX(x, w(y))Y(y)e^{i(\beta z - \omega t)}. \quad (2)$$

Здесь  $A$  – константа, а  $X$  определяется из решения волнового уравнения в случае постоянного значения ширины зазора:

$$X(x, w(y)) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m} \operatorname{ch} \frac{\chi_d w}{2} e^{\chi_m(x-w)}, & x > w(y), \\ \operatorname{ch} \chi_d (1 + w/2), & 0 < x < w(y), \\ \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m} \operatorname{ch} \frac{\chi_d w}{2} e^{-\chi_m x}, & x < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где выполняется дисперсионное соотношение

$$\operatorname{th}(\chi_d w/2) = -(\varepsilon_d/\varepsilon_m)(\chi_m/\chi_d), \quad \chi_{m,d} = \sqrt{q^2(y) - \varepsilon_{m,d} \omega^2/c^2}. \quad (4)$$

В предельном случае  $\chi_d w(y)/2 \ll 1$  и  $|\varepsilon_m| \gg \varepsilon_d$  имеем

$$q^2(y) = q_0^2 + 2rq_0/w(y), \quad (5)$$

где  $q_0 = \sqrt{\varepsilon_d}(\omega/c)$ ,  $r = \sqrt{\varepsilon_d/|\varepsilon_m|}$ .

Тогда для  $Y(y)$  получаем следующее уравнение:

$$\partial^2 Y/\partial y^2 - (\beta^2 - q^2(y))Y = 0. \quad (6)$$

Процедура решения уравнения (6) аналогична известной квантовомеханической задаче [22] и мы приведем лишь окончательное выражение:

$$Y(\xi) = (1 - \xi^2)^{\varepsilon/2} F(\varepsilon - s, \varepsilon + s + 1, \varepsilon + 1, (1 - \xi)/2). \quad (7)$$

Здесь  $F$  – гипергеометрическая функция,

$$\varepsilon = \sqrt{\beta^2 - q^2}/\alpha, \quad s = (1/2)\left(-1 + \sqrt{1 + 8q_0 r/w_0 \alpha^2}\right), \quad \xi = \operatorname{th}(ay). \quad (8)$$

Для того чтобы  $Y(\infty) \rightarrow 0$ , необходимо выполнение условия  $\varepsilon - s = -n$ , где  $n = 0; 1; 2; \dots$ . Тогда

$$\beta_n = \sqrt{q_0^2 + \alpha^2 (s - n)^2}. \quad (9)$$

Для основной моды  $n = 0$ , когда  $F = 1$ , соотношение (9) существенно упрощается при  $8rq_0/a^2 w_0 \gg 1$ :

$$\beta_0 = q_0 \sqrt{1 + 2r/q_0 w_0}. \quad (10)$$

В волноводном режиме распространения связь между мощностью волны и константой  $A$  можно найти из соотношения

$$P_0 = \frac{\varepsilon_d \omega}{4\pi\beta_0} \int_0^\infty dy \int_0^{w(y)} dx A^2 (1 - \xi^2)^\varepsilon = \frac{\varepsilon_d \omega w_0}{4\pi\beta_0} A^2 \int_0^\infty dy I(y), \quad (11)$$

где  $I(y)$  определяет распределение плотности мощности в волноводной моде:

$$I(y) = [\operatorname{ch}(\alpha y)]^{-2(\epsilon-1)}. \quad (12)$$

На рис.2 представлено это распределение для основной волноводной моды.

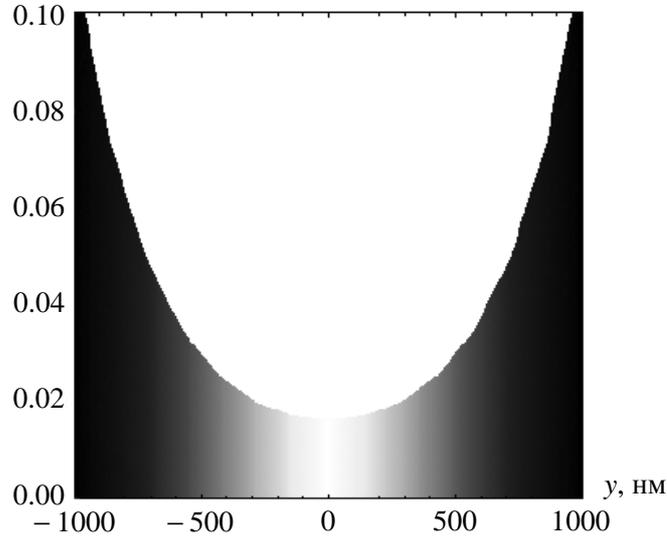


Рис.2. Распределение плотности мощности в основной волноводной моде, при следующих значениях параметров:  $\sqrt{\epsilon_d/\epsilon_m} = 2/11.5$ ,  $w_0 = 20$  нм,  $\alpha = 1.64 \times 10^{-3}$  нм $^{-1}$ .

Рассмотрим теперь возможность предельной локализации волны в ходе ее распространения по волноводной структуре. Из приведенного анализа следует, что локализации способствует сужение минимальной ширины зазора  $w_0$  и уменьшение радиуса кривизны выпуклости, то есть увеличение  $\alpha$ . Следовательно, волну можно сфокусировать в ходе ее распространения, надлежащим образом меняя значения  $w_0$  и  $\alpha$ . Чтобы оставаться в рамках адиабатического приближения, полагаем, что функции  $w_0(z)$  и  $a(z)$  существенно меняют свое значение на расстояниях, значительно превосходящих длину волны. Из (8), (9) и (12) следует, что максимальной локализации можно добиться при условии

$$a^2(z)w_0(z) = \text{const}. \quad (13)$$

В данном случае в пределах адиабатического приближения  $x$ -компоненту напряженности электрического поля волны можно представить в виде

$$E_x = A(z)X(x, w(y, z))Y(y, z) \exp(i \int \beta(z') dz' - \omega t). \quad (14)$$

При этом все остальные формулы (2)–(12) остаются в силе, с условием, что фигурирующие в них параметры  $w_0$  и  $\alpha$  являются функциями координаты  $z$ . По мере сужения минимальной ширины диэлектрического слоя  $w_0(z)$  становится существенной роль потерь. Тогда учет комплексности диэлектрической проницаемости металла  $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon''_m$  необходим. В результате этого волновое число принимает комплексные значения:

$$\beta_n = \beta'_n(z) + i\beta''_n(z). \quad (15)$$

В рамках сделанных приближений  $\beta'_0(z)$  определяется из (10), а для  $\beta''_0(z)$  получим

$$\beta''_0 = \epsilon''_m r / 2 |\epsilon'_m| w_0(z) \sqrt{1 + 2r/q_0 w_0(z)}. \quad (16)$$

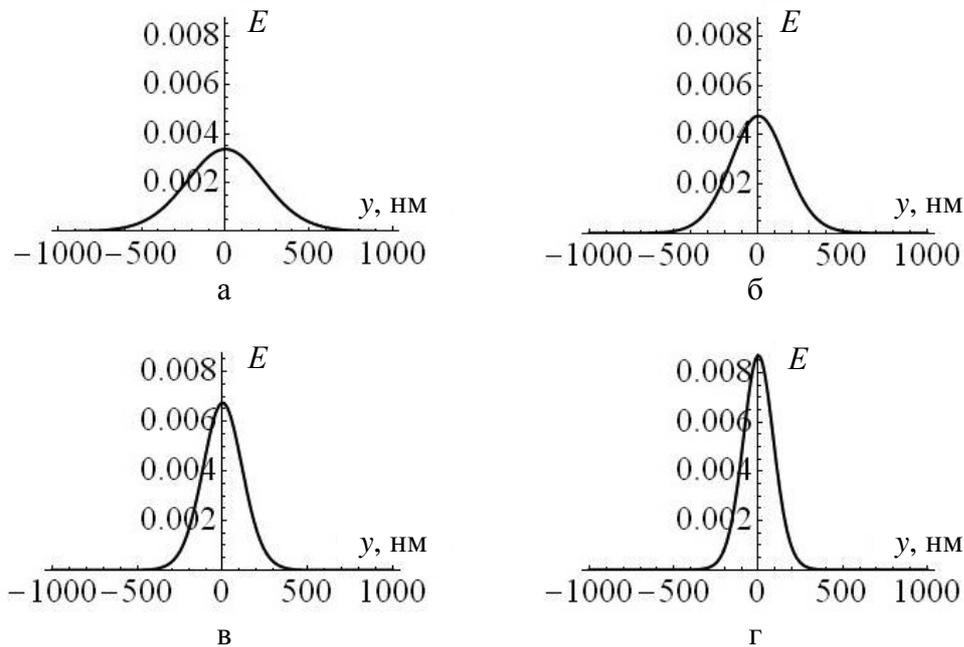


Рис.3. Зависимость плотности распределения мощности излучения (в относительных единицах) от координаты  $y$ , при уменьшающихся значениях минимальной ширины зазора и радиуса кривизны цилиндрической выпуклости в условиях  $\sqrt{\epsilon_d/\epsilon_m} = 2/11.5$ : а)  $w_0 = 20$  нм,  $\alpha = 1.64 \times 10^{-3}$  нм $^{-1}$ , б)  $w_0 = 10$  нм,  $\alpha = 2.32 \times 10^{-3}$  нм $^{-1}$ , в)  $w_0 = 5$  нм,  $\alpha = 3.28 \times 10^{-3}$  нм $^{-1}$ , д)  $w_0 = 3$  нм,  $\alpha = 4.23 \times 10^{-3}$  нм $^{-1}$ .

Пусть сужение минимальной ширины происходит по линейному закону  $w_0(z) = w_{00} - \mu z$  ( $z < w_{00}/\mu$ ). Тогда мощность волны в основной волноводной моде в ходе ее распространения по  $z$  убывает как

$$P(z) = P_0 f(z)/f(0), \quad (17)$$

где

$$f(z) = \left[ (w_{00} - \mu z) \left( 1 + \sqrt{1 + 2r/q_0(w_{00} - \mu z)} \right)^2 \right]^{\frac{r \varepsilon_m^*}{\mu |\varepsilon_m|}}. \quad (18)$$

Хотя согласно (17) полная мощность излучения падает, однако в условиях сверхфокусировки ППП ее плотность существенно возрастает. На рис.3 представлена плотность распределения мощности излучения в зависимости от координаты  $y$ , при уменьшающихся значениях минимальной ширины зазора и радиуса кривизны цилиндрической выпуклости ( $a^2(z)w_0(z) = \text{const}$ ). Как показывают оценки, в важном для телекоммуникации случае  $\lambda = 1550$  нм в исследуемой волноводной структуре волновые поля можно локализовать в размерах, на порядок меньших длины волны ( $\lambda$ ). Заметим, что этот результат сопоставим с аналогичным результатом, полученным в структуре сужающихся V-образных волноводных каналов [23].

### 3. Заключение

Таким образом, в зазоре между плоской и цилиндрической выпуклой поверхностями, ППП в ходе его распространения, преодолев дифракционный предел, локализуется в нанометровых размерах. Этот процесс происходит в условиях сужения минимальной ширины зазора и радиуса кривизны цилиндрической выпуклости, в рамках применимости адиабатического приближения. Оценки показывают, что в предложенной структуре энергетические потери излучения невелики и ее можно использовать в качестве волновода нанометровых размеров.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Plasmonic Nanoguides and Circuits, ed. **S.I.Bozhevolnyi**. Pan Stanford, 2008.
2. **D.K.Gramotnev, S.I.Bozhevolnyi**. Nature photonics, **4**, 83 (2010).
3. **M.A.Noginov, G.Zhu, A.M.Belgrave, et al.** Nature, **460**, 1100 (2009).
4. **K.V.Nerkararyan**. Phys. Lett. A, **237**, 103 (1997).
5. **M.I.Stockman**. Phys. Rev. Lett., **93**, 137404 (2004).
6. **D.K.Gramotnev**. J. Appl. Phys., **98**, 104302 (2005).
7. **K.Vernon, D.K.Gramotnev, D.F.P.Pile**. J. Appl. Phys., **101**, 104312 (2007).
8. **E.Moreno, S.G.Rodrigo, S.I.Bozhevolnyi, L.Martín-Moreno, F.J.García-Vidal**. Phys. Rev. Lett., **100**, 023901 (2008).
9. **C.Ropers, C.C.Neacsu, T.Elsaesser, M.Albrecht, M.B.Raschke, C.Lienau**. Nano Lett., **7**, 2784 (2007).
10. **E.Verhagen, M.Spasenovic, A.Polman, L.Kuipers**. Phys. Rev. Lett., **102**, 203904 (2009).
11. **H.Choi, D.F.P.Pile, S.Nam, G.Bartal, X.Zhang**. Opt. Express, **17**, 7519 (2009).
12. **V.S.Volkov, S.I.Bozhevolnyi, S.G.Rodrigo, L.Martín-Moreno, F.J.García-Vidal, E.Devaux, T.W.Ebbesen**. Nano Lett., **9**, 1278 (2009).
13. **F.DeAngelis, G.Das, P.Candeloro, M.Patrini, et al.** Nat. Nanotechnol., **5**, 67 (2010).
14. **P.Berini**. Phys. Rev. B, **61**, 10484 (2000).

15. **T.Nikolajsen, K.Leosson, I.Salakhutdinov, S.I.Bozhevolnyi.** Appl. Phys. Lett. **82**, 668 (2003).
16. **S.I.Bozhevolnyi, J.Erland, K.Leosson, et al.** Phys. Rev. Lett., **86**, 3008 (2001).
17. **S.A.Maier, P.G.Kik, H.A.Atwater, et al.** Nat. Mat., **2**, 229 (2003).
18. **S.I.Bozhevolnyi, V.S.Volkov, et al.** Phys. Rev. Lett., **95**, 046802 (2005).
19. **S.I.Bozhevolnyi, V.S.Volkov, E.Devaux, et al.** Nature, **440**, 508 (2006).
20. **V.S.Volkov, S.I.Bozhevolnyi, E.Devaux, et al.** Nano Lett., **7**, 880 (2007).
21. **S.I.Bozhevolnyi, Kh.V.Nerkararyan.** Optics Express, **17**, 10327 (2009).
22. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Квантовая механика, нерелятивистская теория. М., Наука, 1974.
23. **S.I.Bozhevolnyi, K.V.Nerkararyan.** Optics Letters, **35**, 541 (2010).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊԼԱՉՄՈՆ-ՊՈԼՅԱՐԻՏՈՆԻ  
ԳԵՐՖՈՎՈՒՍԱՅՈՒՄԸ ՆԵՂԱՅՈՂ ԳՈԳԱՎՈՐ ՃԵՂՔՈՒՄ

Ս.Ի. ԲՈՇՎԵՎՈԼՆԻ, Խ.Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ, Ս.Բ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ հարթ և գլանաձև ուռուցիկ մետաղական մակերևույթների միջև ձևավորված գոգավոր դիէլեկտրական ճեղքում մակերևութային պլազմոն-պոլարիտոնը կարող է տեղայնացվել նանոմետրային չափերում, ճեղքի մինիմալ լայնության և ուռուցիկության կորացման շառավղի ադիաբատային սեղման պայմաններում: Փոքր կորուստների պատճառով, այս տիպի ալիքատարային ուղիները կարող են ծառայել որպես տարրական հիմք նանոմետրային չափերի արագագործ օպտիկական շղթաների ստեղծման համար:

ULTRAFOCUSING OF SURFACE PLASMON-POLARITON  
IN A NARROWING CONCAVE GAP

S.I. BOZHEVOLNYI, Kh.V. NERKARARYAN, S.B. HOVSEPYAN

In a concave gap between the flat and cylindrically convex metallic surfaces, surface plasmon-polariton may be localized in nanoscale, in conditions of adiabatic narrowing of the gap minimum width and convex curvature radius. Waveguide channels of that type may serve as an elementary basis for creation of high-speed optical circuits in nanoscale, due to their small losses.