

06

**Связанные таммовские плазмоны**

© И. Иорш, П.В. Паничева, И.А. Словинский, М.А. Калитеевский

Санкт-Петербургский академический университет —  
 научно-образовательный центр нанотехнологий РАН  
 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
 E-mail: iorsh86@yandex.ru

Поступило в Редакцию 7 декабря 2011 г.

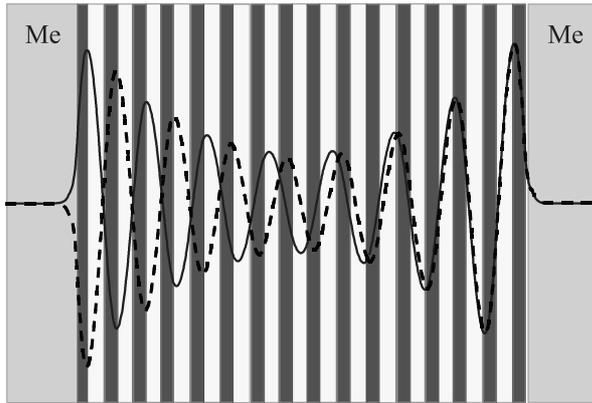
Исследован новый тип волноводных мод, образованных двумя связанными таммовскими плазмон-поляритонами, локализованными на краях брэгговского зеркала, ограниченного двумя металлическими средами.

Создание волноводов, обладающих специальными свойствами, например крайне малой групповой скоростью [1–3], является важным разделом оптоэлектроники. Такие структуры представляют собой линии связанных резонаторов и изготавливаются путем травления слоистых структур. Альтернативным способом достижения малой групповой скорости может быть использование волноводов с параболической дисперсией, например структур, в которых реализуются таммовские плазмоны [4,5]. Таммовские плазмоны могут использоваться для создания устройств оптической логики [6]. Они обладают большим расщеплением между энергиями ТЕ- и ТМ-мод [7], что делает их перспективными для использования в области спинтроники [8].

Целью данной работы является исследование плоского волновода, образованного одномерным фотонным кристаллом (брэгговским отражателем), ограниченного с обеих сторон металлическими средами (рис. 1). Для нахождения собственных мод системы, изображенной на рис. 1, запишем матрицу переноса этой структуры в базисе бегущих волн [9]. Рассмотрим случай ТЕ-поляризации, для ТМ-поляризации выражение будет аналогично:

$$A \begin{pmatrix} 1 \\ r_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t^2 - r^2 & r \\ -r & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_m \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $A$  — амплитуда волны,  $r_m$  — коэффициент отражения от металла,  $\varphi$  — фаза, набираемая волной в первом и последнем диэлектрических



**Рис. 1.** Схема рассматриваемой структуры. Сплошной и пунктирной линиями изображены профили электрического поля для случая симметричной и антисимметричной собственных мод структуры.

слоях,  $r$  и  $t$  — коэффициенты отражения и пропускания брэгговского зеркала. Выполнив перемножение матриц и исключив из уравнения  $A$ , получим:

$$e^{2i\varphi}(t^2 - r^2)r_m^2 = 2rr_m + e^{-2i\varphi}. \quad (2)$$

Разделив уравнение (2) на  $r^2r_m^2e^{2i\varphi}$  и оставив в левой части только член с  $t$ , получим:

$$\frac{t^2}{r^2} = \left(1 - \frac{1}{rr_me^{2i\varphi}}\right)^2. \quad (3)$$

Фаза комплексной величины в левой части уравнения для брэгговского зеркала с большим количеством слоев практически равна нулю, и величина  $t^2/r^2$  может быть оценена как

$$\frac{t^2}{r^2} \approx -4|t|^2 \approx -4\left(\frac{n_b}{n_a}\right)^{2N}, \quad (4)$$

где  $n_b$ ,  $n_a$ ;  $n_b < n_a$  — показатели преломления слоев в брэгговском зеркале, а  $N$  — количество периодов.

Заметим, что при равенстве левой части уравнения (3) нулю мы получаем уравнение для одиночного таммовского плазмона:  $rr_me^{2i\varphi} = 1$ .

Следовательно, величина  $t^2/r^2$  определяет величину связи таммовских плазмонов, локализованных на границах брэгговского отражателя. Чтобы из уравнения (4) получить собственные частоты связанных таммовских плазмонов, мы используем следующие приближения. Во-первых, рассматриваются частоты, близкие к брэгговской частоте зеркала  $\omega_B$ :

$$\begin{aligned}\omega &= \omega_B(1 + \delta), \\ \delta &= \frac{\omega - \omega_B}{\omega_B} \ll 1.\end{aligned}\quad (5)$$

Во-вторых, мы рассматриваем диапазон частот, много меньших плазменной частоты металла  $\omega_p$ :  $\omega/\omega_p \ll 1$ . И в-третьих, мы рассматриваем углы падения, близкие к нормальному. Это значит, что компонента волнового вектора вдоль слоев  $\kappa$  много меньше модуля волнового вектора света:  $\kappa c/\omega_B \ll 1$ .

В рамках этих приближений, коэффициент отражения от металла может быть записан как:

$$r_m \approx \exp \left\{ i \left[ \pi + \frac{2n_a\omega}{\omega_p} \left( 1 - \frac{\tilde{\kappa}^2}{2n_a^2} \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $\tilde{\kappa} = \kappa c/\omega_B$  — нормированная компонента волнового вектора. Далее мы будем опускать тильду, подразумевая под  $\kappa$  нормированную величину. Запишем  $r$  как коэффициент отражения от полубесконечного брэгговского отражателя:

$$r \approx \exp[i\beta\delta] \quad (7)$$

$$\beta \approx \frac{\pi n_b}{n_a - n_b} \left( 1 - \frac{\kappa^2 n_a^2 + n_b^2}{2 n_a^2 n_b^2} \right). \quad (8)$$

Фаза  $\varphi = k_z d$  определяется толщиной прилегающих к металлам слоев  $d$ . Толщина слоев выбирается таким образом, чтобы в случае нормального падения частота таммовского плазмона совпадала с брэгговской частотой, т.е. условие  $rr_m e^{2i\varphi} = 1$  выполнялось при  $\omega = \omega_B$ .  $d$  в этом случае равняется:

$$d = \frac{\pi c}{2n_a\omega_B} - \frac{c}{\omega_p}. \quad (9)$$

Тогда фаза  $\varphi$  записывается как

$$\varphi \approx \left( \frac{\pi c}{2n_a \omega_B} - \frac{c}{\omega_p} \right) \left( 1 + \delta - \frac{\kappa^2}{2n_a^2} \right). \quad (10)$$

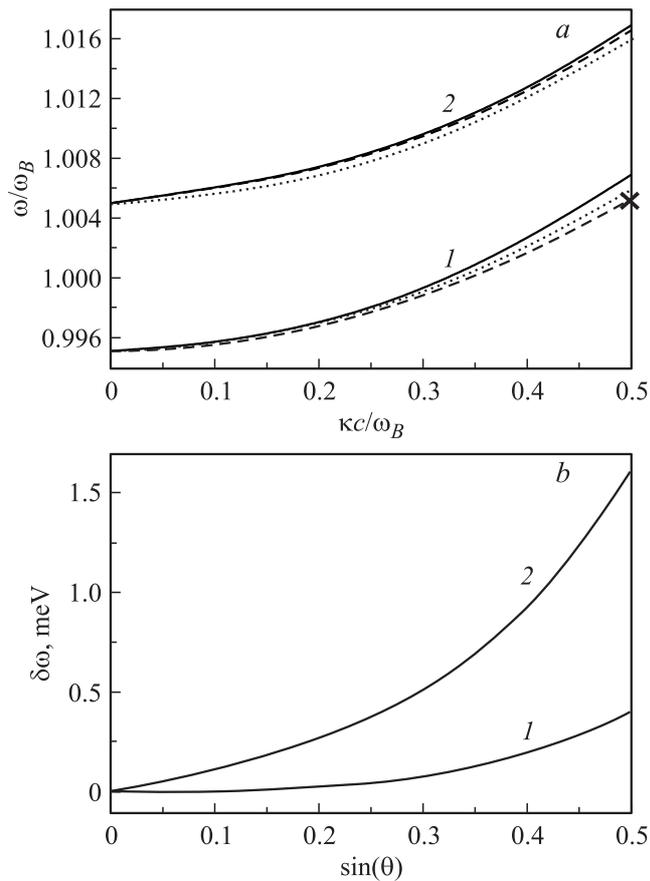
Подставив выражения (10), (7) и (6) в уравнение (3) и решив его относительно  $\delta$ , получим выражения для собственных частот связанных поверхностных плазмонов:

$$\omega_1 = \omega_B \left( 1 - 2 \left( \frac{n_b}{n_a} \right)^N \frac{(n_a - n_b)}{\pi n_a} + \kappa^2 \frac{(n_a - n_b)}{2\pi n_a^3} \left( \pi - 2 \left( \frac{n_b}{n_a} \right)^N \frac{(n_a^2 - n_b^2)}{\pi n_a n_b} \right) \right), \quad (11)$$

$$\omega_2 = \omega_B \left( 1 + 2 \left( \frac{n_b}{n_a} \right)^N \frac{(n_a - n_b)}{\pi n_a} + \kappa^2 \frac{(n_a - n_b)}{2\pi n_a^3} \left( \pi + 2 \left( \frac{n_b}{n_a} \right)^N \frac{(n_a^2 - n_b^2)}{\pi n_a n_b} \right) \right). \quad (12)$$

Выражение (11) соответствует низкоэнергетичной симметричной моде, а выражение (12) — высокоэнергетичной антисимметричной. Отметим, что выражения для собственных мод в случае ТМ-поляризации совпадают с формулами (11) и (12) с точностью до членов следующего порядка малости. Мы сравнили полученные выражения с точным расчетом методом матриц переноса. Для этого был выбран брэгговский отражатель на GaAs/AlAs с брэгговской частотой 1 eV. Показатель преломления GaAs был выбран равным 3.7, а AlAs равным 3. В качестве металла было выбрано серебро с плазменной частотой, равной 8.9 eV. На рис. 2, *a* изображены дисперсии связанных таммовских плазмонов для случая ТЕ- и ТМ-поляризации. На рисунке также изображены зависимости (11) и (12). На рис. 2, *b* изображены зависимости ТЕ–ТМ-расщепления от угла падения  $\theta$ . Как видно из рис. 2, *a*, собственные моды структуры системы обладают параболической дисперсией, что позволяет реализовать сколь угодно малую наперед заданную групповую скорость света в данном типе волноводов. Расщепление между модами составляет порядка 5 meV и в точности совпадает с результатами, предсказанными аналитически. Заметим, что из рис. 2, *b* видно, что величина ТЕ–ТМ-расщепления у симметричной ветки значительно больше.

В таблице представлены эффективные массы связанных таммовских плазмонов.



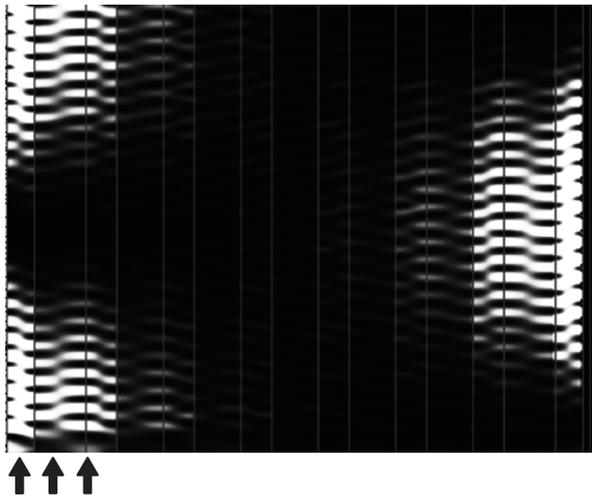
**Рис. 2.** *a* — дисперсии симметричной (ветка 1) и антисимметричной (ветка 2) мод структуры. Сплошные линии — ТЕ-поляризации, пунктирные — ТМ-поляризации. Точечный пункт соответствует аналитическим решениям (формулы (11) и (12)). *b* — зависимости ТЕ–ТМ-расщепления от угла подення  $\theta$  для антисимметричной (1) и симметричной (2) мод структуры.

Интересно отметить динамические свойства возбуждения связанных таммовских плазмонов. При облучении одного из краев системы на частоте собственной моды поля в первые моменты локализируются вблизи

Эффективные массы собственных мод системы, выраженные в массах свободного электрона  $m_0$

Моды	Симметричная мода	Антисимметричная мода
TE	$4.079 \cdot 10^{-5}$	$4.239 \cdot 10^{-5}$
TM	$4.756 \cdot 10^{-5}$	$4.33 \cdot 10^{-5}$

этой границы. Однако со временем поле перетекает и локализуется на противоположной границе системы. В итоге наблюдается нестационарное возбуждение собственной моды, локализованной на обеих границах, а осцилляции, при которых поле локализуется то на одной, то на другой границе. Результаты численного моделирования методом конечных разностей во временном домене (FDTD), демонстрирующие данные биения, приведены на рис. 3. Таким образом, в работе проанализированы свойства волновода, образованного двумя металлическими поверхностями и заключенным между ними одномерным фотонным



**Рис. 3.** Профиль интенсивности электрического поля в структуре в случае TE-поляризации. Угол падения и частота соответствуют точке на дисперсионной кривой, отмеченной крестом на рис. 2, *a*. Положение возбуждающего пучка отмечено стрелками.

кристаллом. Показано, что в такой структуре реализуются изолированные волноводные моды, обладающие параболической дисперсией. Взаимодействие таммовских плазмонов, локализованных на границах волновода, приводит к расщеплению мод, причем для симметричной моды расщепление ТЕ- и ТМ-мод значительно больше, чем для антисимметричной.

Авторы выражают благодарность РФФИ (проект 10-02-01184-а) и программе FP7 IRSES за поддержку исследований.

## Список литературы

- [1] *Notomi M., Yamada K., Shinya A., Takahashi J., Takahashi C., Yokohama I.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. (25). P. 253902.
- [2] *Vlasov Y.A., O'Boyle M., Hamann H.F., McNab S.J.* // Nature. 2005. V. 438 (7064). P. 65–69.
- [3] *Brien D.O., Settle M.D., Michaeli A., Salib M., Krauss T.F.* // Opt. Express. 2007. V. 15 (3). P. 1228–1233.
- [4] *Sasin M.E., Seisyan R.P., Kaliteevski M., Brand S., Abram R.A., Chamberlain J.M., Egorov A.Yu., Vasil'ev A.P., Mikhrin V.S., Kavokin A.V.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92 (25). P. 251112.
- [5] *Kaliteevski M., Brand S., Abram R.A., Iorsh I., Kavokin A.V., Shelykh I.A.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 251108.
- [6] *Liew T.C.H., Kavokin A.V., Ostatnickiy T., Kaliteevski M., Shelykh I.A., Abram R.A.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 82 (3). P. 033302.
- [7] *Bruckner R., Sudzius M., Hintschich S.I., Frob H., Lyssenko V.G., Iorsh I., Kaliteevski M., Abram R.A., Kavokin A.V., Leo K.* // Appl. Phys. Lett. (in print).
- [8] *Shelykh I.A., Kavokin A.V., Rubo Yu.G., Liew T.C.H., Malpuech G.* // Semicond. Sci. Technol. 2010. V. 25. P. 013001.
- [9] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.