

## Таммовские плазмоны в структурах с квазипериодическими металлическими решетками

А. Р. Губайдуллин<sup>+1)</sup>, К. М. Морозов<sup>+\*1)</sup>, М. А. Калитеевский<sup>\*1)</sup>

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН им. Ж. И. Алферова, 194021 С.-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 марта 2020 г.

После переработки 16 апреля 2020 г.

Принята к публикации 17 апреля 2020 г.

Проведено теоретическое исследование структур с таммовскими плазмонами, в которых на поверхности структуры расположена одномерная периодическая структура металлических полосок с квазипериодической элементарной ячейкой, в которой металлические полоски расположены в соответствии с последовательностью Фибоначчи. Показано, что при использовании в качестве элементарной ячейки структуры Фибоначчи в зонной структуре появляются дополнительные запрещенные зоны, причем число зон и их совокупная ширина и доля локализованных состояний в спектре собственных мод увеличивается при увеличении номера последовательности Фибоначчи. При этом все дисперсионные поверхности представляют собой соединения параболоидов и гиперболоидов, и частота чередования параболоидов и гиперболоидов в дисперсионной зависимости увеличивается при увеличении номера последовательности Фибоначчи.

DOI: 10.31857/S1234567820110075

Таммовские плазмоны (ТП) – состояния электромагнитного поля, локализованные на границе брэгговского отражателя (БО) и слоя металла [1, 2], привлекли внимание исследователей в связи с перспективностью таких объектов для управления локализацией света [3, 4], формирования связанных состояний фотонов и экситонов [5, 6], макроскопических когерентных состояний [7], а также для контроля вероятности спонтанной эмиссии [8] и создания новых типов лазеров и детекторов [9]. Параметрами плазмонов можно управлять путем субволнового (с характерным размером меньше длины волны) структурирования поверхности [10, 11]. В частности, с помощью субволнового структурирования поверхности можно изменять частоту и добротность ТП [12]. При субволновом структурировании меняется пространственная структура электромагнитного поля, и можно добиться минимизации перекрытия электрического поля ТП с металлом и, как следствие, уменьшения поглощения в металле и увеличения добротности.

Целью данной работы является исследование структур на основе ТП с квазипериодическим латеральным структурированием металлического слоя в виде последовательности Фибоначчи [13, 14]. Оп-

тическая решетка Фибоначчи представляет собой одномерный фотонный квазикристалл. В одномерных бесконечных решетках Фибоначчи при увеличении номера последовательности Фибоначчи в зонной структуре появляется все больше и больше запрещенных зон, и в пределе бесконечной последовательности все состояния являются локализованными. Свойства электронов и фотонов в квазипериодических структурах и, в частности, в решетках Фибоначчи делают их интересным объектом для исследования [15, 16]. На практике, бесконечную последовательность Фибоначчи изготовить невозможно, но свойства квазикристаллических систем удобно изучать путем применения периодических систем с квазипериодической элементарной ячейкой [17].

Рассмотрим базовую таммовскую структуру  $M$ , описание которой приведено ниже. Структура  $M$  состоит из брэгговского отражателя из 30 пар слоев с показателями преломления на брэгговской частоте  $n_1 = 3.5$  и  $n_2 = 2.99$  (что соответствует материалам GaAs и  $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ ) и толщинами  $b_1 = 70$  нм и  $b_2 = 82.7$  нм. Толщины брэгговского отражателя связаны с брэгговской частотой  $\hbar\omega_0 = 1.23$  эВ соотношениями  $2n_{1,2}b_{1,2} = \pi c/\omega_0$ . Брэгговский отражатель покрыт слоем металла серебра толщиной  $d_M = 45$  нм, а толщина прилегающего к нему слоя брэгговского отражателя отличается от прочих и равна

<sup>1)</sup> e-mail: gubaydullin.azat@gmail.com; morzconst@gmail.com; m.kaliteevski@mail.ru

56 нм, для того, чтобы частота ТП, локализованно между слоем металла и брэгговского отражателя, при нормальном падении света, соответствовала брэгговской частоте  $\omega_0$ . Если между брэгговским отражателем и слоем металла поместить дополнительный слой диэлектрика толщиной  $d_R = 90$  нм с показателем преломления  $n_R = 1.5$  (структура  $R$ ), то частота ТП сместится, и он станет слабее локализован в направлении  $z$ , как показано на рис. 1b и 2a, b. На рисунке 2c показаны дисперсионные зависимо-

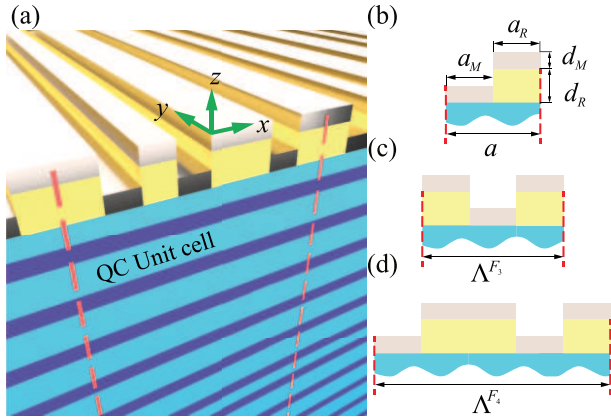


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема структуры с таммовским плазмоном с субволновым структурированием металлического слоя в виде квазикристаллической последовательности. Сечение элементарной ячейки субволнового покрытия; (b) – из двух полосок; (c) – последовательность Фибоначчи 2-го порядка ( $F_2$ ); (d) – 3-го порядка ( $F_3$ ), как указано в таблице 1.  $a_M$  и  $d_M$  ( $a_R$  и  $d_R$ ) – ширина и толщина элементарных полосок металла (диэлектрика), использованных для формирования структуры

сти для таммовского плазмона в структурах  $M$  и  $R$ . При периодическом структурировании поверхности путем чередования структур  $M$  и  $R$  (или, что тоже самое, путем нанесения полосок диэлектрика на брэгговский отражатель перед напылением металла), как показано на рис. 1b, в дисперсионной зависимости для ТП в направлении  $x$  появляется запрещенная зона [18], рис. 2с.

Расчет дисперсионных зависимостей и пространственного распределения электромагнитного поля для собственных мод для случая структурированной поверхности можно произвести методом конечных элементов<sup>2)</sup>. Ширины областей  $M$  и  $R$  будем обозначать как  $a_M$  и  $a_R$  соответственно, как показано на рис. 1b. Для анализа свойств системы удоб-

<sup>2)</sup>Численное моделирование было осуществлено в среде COMSOL Multiphysics.

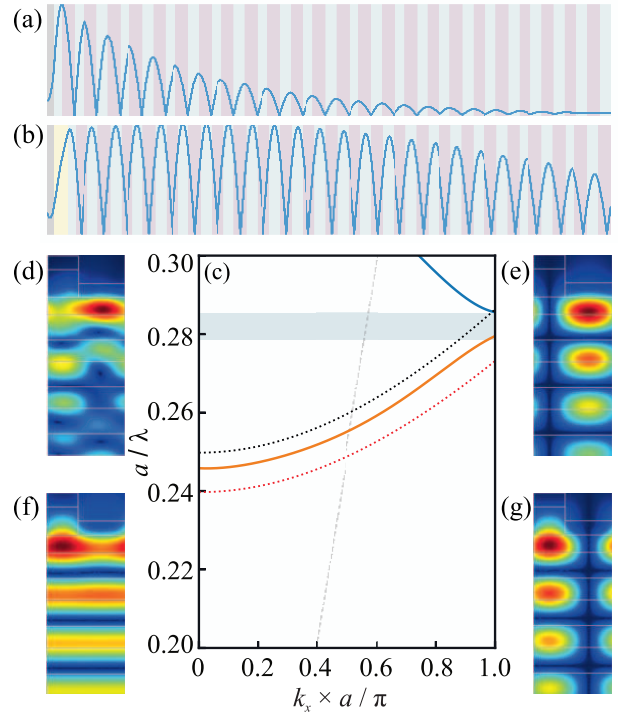


Рис. 2. (Цветной онлайн) Структура с таммовским без дополнительного слоя диэлектрика ТП1 (a) и с дополнительным слоем диэлектрика ТП2 (b), с профилями электрического поля, соответствующими таммовскому плазмону в каждой структуре. (c) – Дисперсионная зависимость для ТЕ-поляризации в направлении  $x$  для таммовского плазмона в структуре с периодическим структурированием поверхности (см. рис. 1b) для фактора заполнения  $f = 0.6$ . Для сравнения показаны дисперсионные зависимости в направлении  $x$  для структур ТП1 (черная точечная кривая) и ТП2 (красная точечная кривая). Серая пунктирная кривая – линия светового конуса. Профили поля в точках  $k_x = 0$  (d), (f) и  $k_x = \pi/a$  (e), (g) для верхней (d), (e) и нижней (f), (g) дисперсионных кривых

но ввести величину фактора заполнения  $f$ , который для периодического структурирования поверхности определяется как  $f = a_M / (a_M + a_R)$ .

Можно видеть, что в случае периодического структурирования пространственное распределение электрического поля ТП меняется по сравнению с планарной структурой. Вблизи точки  $k_x = 0$  (рис. 2d, f) поле слабее локализовано под слоем металла (дополнительным слоем диэлектрика) в случае обеих дисперсионных ветвей, чем вблизи точки  $k_x = \pi/a$  (где  $a = a_M + a_R$ ) (рис. 2e, g). Интересно отметить, что дисперсионные поверхности в такой системе на одном краю зоны Бриллюэна имеют форму параболоида, а на другом краю – форму гиперboloида. Квазипериодическое структуриро-

вание осуществляется чередованием двух базовых элементов: области  $M$ , когда первый слой брэгговского отражателя покрыт металлом, и области  $R$ , когда между первым слоем БО и металлом имеется слой диэлектрика ( $R$ ), причем области  $M$  и  $R$  в элементарной ячейке располагаются в соответствии с последовательностью Фибоначчи  $F_i$ , как показано на рис. 1. Элементы последовательности Фибоначчи определяются в соответствии с рекуррентным правилом  $F_{i+1} = \{F_{i-1}, F_i\}$  при начальных значениях  $F_0 = M$  и  $F_1 = R$ , как показано в табл. 1 и на рис. 1. Обозначая ширину элементарной ячейки, сформиро-

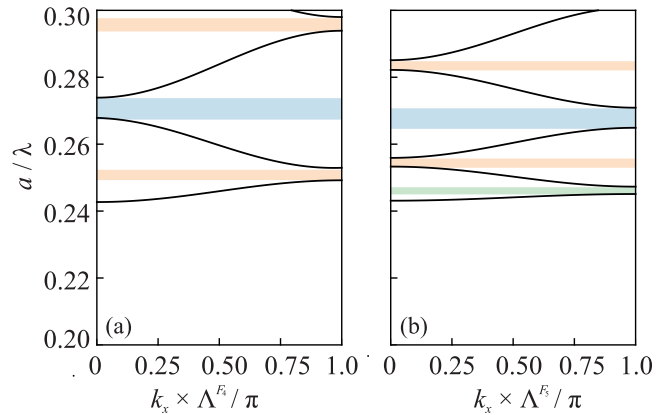
**Таблица 1.** Решетки Фибоначчи до 6-го порядка

Порядок решетки	Конфигурация
$F_0$	M
$F_1$	R
$F_2$	MR
$F_3$	RMR
$F_4$	MRRMR
$F_5$	RMRRRMR
$F_6$	MRRRRMRMRMR

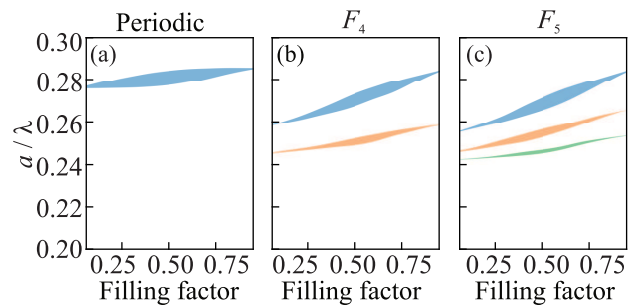
ванной в соответствии с последовательностью Фибоначчи  $F_i$  как  $\Lambda^{F_j}$ , для фактора заполнения в случае квазипериодической элементарной ячейки можно записать  $f^{F_j} = \sum_i d_M^i / \Lambda^{F_j}$ . Экспериментальная реализация субволнового структурирования металлического слоя возможна с помощью электронной литографии, как было продемонстрировано в работе [12].

При увеличении номера последовательности Фибоначчи, формирующей элементарную ячейку, дисперсионные зависимости для ТП в направлении  $x$  меняются, и с увеличением номера последовательности Фибоначчи в зонной структуре появляется все больше и больше запрещенных зон, как показано на рис. 3. Следует также отметить, что дисперсионные зависимости становятся более пологими в направлении  $x$ , т.е. групповые скорости  $v_x^{(g)} = \frac{\delta\omega}{\delta k_x}$  падают, что приводит к перераспределению плотности состояний и изменению вероятности спонтанной эмиссии света в широком спектральном диапазоне.

На рисунке 4 показана зависимость положения и ширины запрещенных зон как функция фактора заполнения. Можно видеть, что положение зон сдвигается в сторону высоких энергий при увеличении  $f$ , а ширина запрещенных зон достигает максимума при значении  $f$  около 0.5. При увеличении номера последовательности Фибоначчи, задающего структурирование поверхности, все большая часть зонной структуры заполняется запрещенными зонами.



**Рис. 3.** (Цветной онлайн) Зонная структура (ТЕ-поляризация) в случае структурирования с квазикристаллической ячейкой  $F_4$  (a) и  $F_5$  (b) для  $f = 0.5$ . Закрашенные области показывают положения фотонных запрещенных зон. Черные линии – результат аппроксимации численных результатов



**Рис. 4.** (Цветной онлайн) Ширина и положение запрещенных зон от фактора заполнения  $f$  (filling factor) для случаев периодической элементарной ячейки (a), элементарной ячейки  $F_4$  (b) и  $F_5$  (c)

Рисунок 5 иллюстрирует дисперсионные зависимости для случаев периодического и квазипериодического структурирования поверхности. Можно видеть, что дисперсионные поверхности представляют собой совокупность параболоидов и гиперболоидов, причем вершины параболоидов и седловидные точки расположены на линии  $k_y = 0$ . При увеличении номера последовательности Фибоначчи, задающего структурирование поверхности, частота чередования седловидных точек и вершин параболоидов увеличивается, в связи с чем в спектрах плотности состояний происходят изменения, обусловленные сингулярностями ван Хова [19], причем спектральная плотность сингулярностей ван Хова растет при увеличении номера последовательности Фибоначчи.

В настоящей работе рассмотрены таммовские плазмоны в структурах с периодическим структурированием поверхностного слоя, когда в качестве эле-

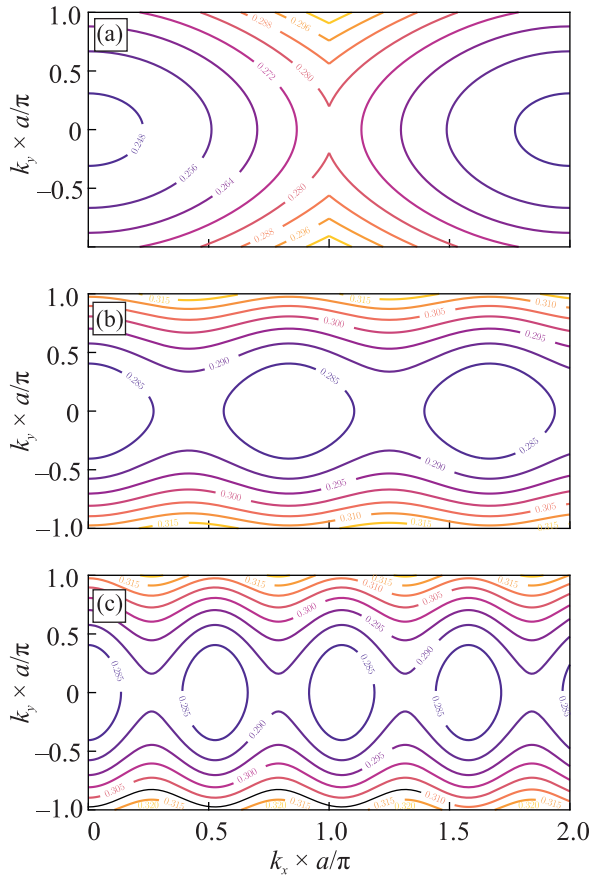


Рис. 5. (Цветной онлайн) Дисперсионные поверхности (в форме изоэнергетических линий величины  $a/\lambda$ ) для периодического структурирования поверхности (а), и для структурирования поверхности, задаваемыми последовательности Фибоначчи  $F_4$  (b) и  $F_5$  (c)

ментарной ячейки выбирается последовательность Фибоначчи определенного порядка. Показано, что в зонной структуре появляются запрещенные зоны, причем число запрещенных зон увеличивается с увеличением номера последовательности Фибоначчи. Продемонстрировано, что все дисперсионные поверхности в такой системе представляют собой параболоиды переходящие в гиперboloиды, что вызывает специфическое изменение плотности плазмонных состояний и спектральной зависимости вероятности спонтанной эмиссии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 18-32-00800.

1. М. Е. Сасин, Р. Р. Сеисьян, М. А. Калитеевский, С. Бранд, Р. А. Абрам, J. M. Chamberlain, А. Ю. Егоров,

А. Р. Васильев, В. С. Михрин, and А. В. Кавокин, Appl. Phys. Lett. **92**, 251112 (2008).  
 2. T. Goto, A. V. Dorofenko, A. M. Merzlikin, A. V. Baryshev, A. P. Vinogradov, M. Inoue, A. A. Lisyansky, and A. B. Granovsky, Phys. Rev. Lett. **101**, 113902 (2008).  
 3. O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, K. Gauthron, C. Symonds, J. Bloch, P. Voisin, J. Bellessa, A. Lemaître, and P. Senellart, Phys. Rev. Lett. **107**, 247402 (2011).  
 4. N. Lundt, S. Klemmt, E. Cherotchenko, S. Betzold, O. Iff, A. V. Nalotov, M. Klaas, C. P. Dietrich, A. V. Kavokin, S. Höfling, and C. Schneider, Nat. Commun. **7**, 13328 (2016).  
 5. M. Kaliteevski, S. Brand, R. A. Abram, I. Iorsh, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, Appl. Phys. Lett. **95**, 251108 (2009).  
 6. S. Rahman, T. Klein, S. Klemmt, J. Gutowski, D. Hommel, and K. Sebald, Sci. Rep. **6**, 34392 (2016).  
 7. R. Brückner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, M. Sudzius, S. I. Hintschich, H. Fröb, V. G. Lyssenko, and K. Leo, Nature Photon. **6**, 322 (2012).  
 8. A. R. Gubaydullin, C. Symonds, J. Bellessa, K. A. Ivanov, E. D. Kolykhalova, M. E. Sasin, A. Lemaître, P. Senellart, G. Pozina, and M. A. Kaliteevski, Sci. Rep. **7**, 9014 (2017).  
 9. C. Symonds, G. Lheureux, J. P. Hugonin, J. J. Greffet, J. Laverdant, G. Brucoli, A. Lemaître, P. Senellart, and J. Bellessa, Nano Lett. **13**, 3179 (2013).  
 10. M. I. Dobynde, M. R. Shcherbakov, T. V. Dolgova, and A. A. Fedyanin, JETP Lett. **103**, 50 (2016).  
 11. A. B. Akimov, A. S. Vengurlekar, T. Weiss, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, JETP Lett. **90**, 398 (2009).  
 12. A. R. Gubaydullin, C. Symonds, J.-M. Benoit, L. Ferrier, T. Benyattou, C. Jamois, A. Lemaître, P. Senellart, M. A. Kaliteevski, and J. Bellessa, Appl. Phys. Lett. **111**, 26110 (2017).  
 13. W. Gellermann, M. Kohmoto, B. Sutherland, and P. C. Taylor, Phys. Rev. Lett. **72**, 633 (1994).  
 14. M. A. Kaliteevski, R. A. Abram, S. Brand, and V. V. Nikolaev, Opt. Spectrosc. **91**, 109 (2001).  
 15. M. A. Fradkin, JETP Lett. **69**, 531 (1999).  
 16. S. E. Burkov, A. A. Varlamov, and D. V. Livanov, JETP Lett. **62**, 361 (1995).  
 17. D. T. Roper, D. M. Beggs, M. A. Kaliteevski, S. Brand, and R. A. Abram, J. Mod. Opt. **53**, 407 (2006).  
 18. L. Ferrier, H. S. Nguyen, C. Jamois, L. Berguiga, C. Symonds, J. Bellessa, and T. Benyattou, APL Photonics **4**, 106101 (2019).  
 19. L. van Hove, Phys. Rev. **89**, 1189 (1953).