

Интерференция добавочных мод в спектрах опалоподобных фотонных кристаллов в режиме многоволновой дифракции

© В.Г. Федотов, А.В. Селькин

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: vladimir.fedotov@gmail.com

Исследованы механизмы формирования спектров брэгговского отражения и пропускания света для пленок трехмерных опалоподобных фотонных кристаллов. Обращено внимание на проявление в спектрах дополнительной короткопериодной интерференционной структуры нового типа, обусловленной многоволновой брэгговской дифракцией света. Спектры рассчитывались в рамках модели динамической трехволновой дифракции с учетом сильной пространственной модуляции диэлектрической функции. Установлено, что короткопериодные осцилляции в спектрах проявляются вследствие пространственного квантования добавочных мод с низкой групповой скоростью.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы (государственный контракт № 02.740.11.0384) и программы Отделения физических наук РАН „Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов“ на 2010 г.

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой пространственно-периодические твердотельные структуры, диэлектрическая проницаемость которых промодулирована с периодом, сравнимым с длиной волны света [1–3]. Повышенный интерес к ФК связан с перспективами их практического применения в нанофотонике, лазерной технике и оптоэлектронике в качестве элементов эффективного управления световыми потоками [4–6], а также с возможностью проведения принципиальных с научной точки зрения фундаментальных исследований [7].

Среди наиболее ярких оптических явлений, связанных с ФК, можно выделить многоволновую брэгговскую дифракцию (МБД) света, которая проявляется в виде специфической структуры полосы брэгговского отражения [8–11]. Такая структура обусловлена тем, что в условиях МБД два или более семейства кристаллических плоскостей с различными индексами оказываются вовлеченными в брэгговское отражение на одной и той же частоте. При определенных условиях специфическая структура спектрального контура, обусловленная МБД, может также наблюдаться в спектрах пропускания [12,13]. Следует отметить, что методы и модели, используемые при рассмотрении эффектов МБД в рентгеновском диапазоне [14,15], становятся неприменимыми к ФК-структурам вследствие высокого диэлектрического контраста последних (сильной пространственной модуляции диэлектрической проницаемости).

В настоящей работе представлены результаты теоретических исследований спектров брэгговского отражения и пропускания, формирующихся в результате резонансной дифракции света на трехмерных опалоподобных ФК-пленках, для случая, когда существенную роль играют эффекты МБД. Мы обращаем внимание

на новые интерференционные эффекты, которые должны наблюдаться для тонких ФК-пленок.

2. Результаты

Основное внимание в настоящей работе уделяется анализу сложной спектральной структуры контуров брэгговского отражения и пропускания, которая формируется вследствие интерференции света на двух плоских латеральных (семейства (111)) границах опалоподобной ФК-пленки. Дисперсионные кривые собственных мод электромагнитного поля в ФК и спектры нулевого порядка дифракции (отражения и пропускания) света рассчитаны в приближениях трехзонного и двухзонного смешивания [16,17]. В численных расчетах использовалось значение угла падения $\theta = 57^\circ$ для s -поляризованного света. Модель трехзонного смешивания соответствует трехмерной ситуации и учитывает одновременную дифракцию света на системах кристаллических плоскостей (111) и (11 $\bar{1}$), где плоскости (11 $\bar{1}$) наклонены по отношению к отражающей латеральной поверхности пленки. Спектры брэгговского отражения и пропускания для этого случая изображены на рис. 1 сплошными кривыми. Штриховые кривые относятся к модели двухзонного смешивания (одномерная ситуация) и описывают дифракцию света только на одной системе кристаллических плоскостей (111), параллельных плоскости отражающей поверхности. Из сравнения результатов, полученных с использованием двух указанных моделей, видно, что рассчитанные спектры качественно отличаются друг от друга в спектральном диапазоне фотонной стоп-зоны (ФСЗ), где имеет место максимальное (минимальное) значение коэффициента отражения (пропускания). Вне резонансного диапазона ФСЗ наблюдаются классические интерференционные полосы Фабри–Перо.

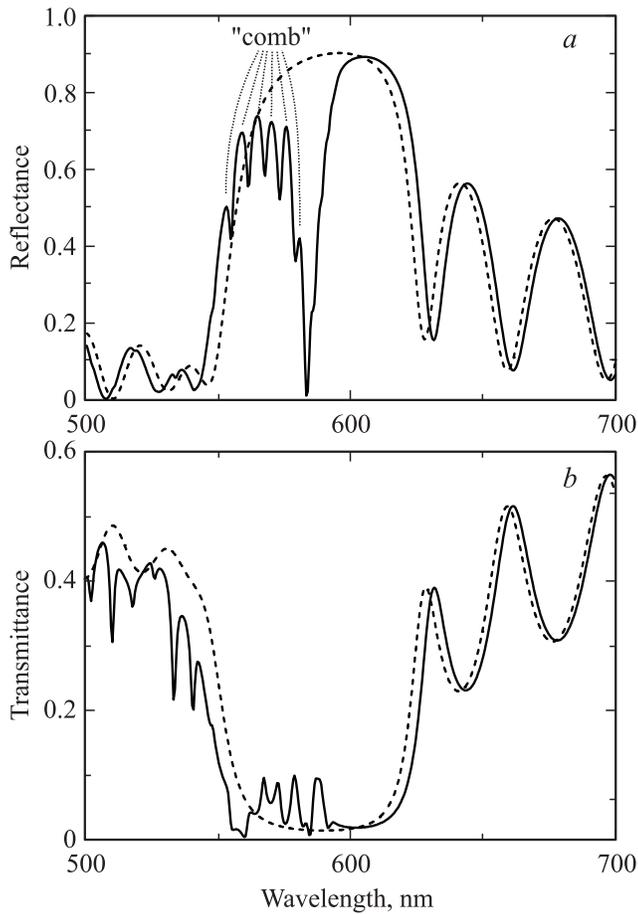


Рис. 1. Рассчитанные спектры брэгговского отражения (а) и пропускания (b) света для опалоподобной фотонно-кристаллической пленки толщиной 20 монослоев, собранной из сфер полистирола диаметром 300 nm. Угол падения $\theta = 57^\circ$. Штриховые кривые — для дифракции света только на одной системе кристаллических плоскостей (111), параллельных отражающей поверхности образца, сплошные — для дифракции света одновременно на двух системах кристаллических плоскостей (111) и (11 $\bar{1}$), где система (11 $\bar{1}$) наклонна по отношению к отражающей поверхности образца.

Расчеты, выполненные в рамках трехмерной модели дифракции, показывают, что в резонансном диапазоне возникает дополнительная короткопериодная (по длине волны) интерференционная структура (интерференционная „гребенка“). Следует подчеркнуть, что такая „гребенка“ может наблюдаться для образцов достаточно высокого структурного совершенства и с малыми диссипативными потерями.

Реальные образцы ФК по своим структурным свойствам в той или иной степени могут отличаться от рассмотренной модели идеального ФК. Разброс частиц, комплекующих ФК, по их размерам и форме [18], по диэлектрическим константам [19], существование дефектов упаковки и двойникования [20] должны приводить к дополнительным каналам диффузного рассеяния света и, как следствие, к сглаживанию предсказываемых теорией резких спектральных особенностей и даже к исчезно-

ванию некоторых из них (в частности, интерференционной „гребенки“). Такого рода эффекты эффективно учитываются в рамках модели путем добавления к средней диэлектрической проницаемости ФК небольшой мнимой добавки [21]. Действительно, с увеличением мнимой части средней диэлектрической проницаемости короткопериодная интерференция быстро пропадает.

Следует также отметить, что увеличение содержания упомянутых выше структурных дефектов, связанных с нарушениями в последовательности упаковки кристаллических слоев, может привести к исчезновению достаточно хорошо определенных наклонных плоскостей (например, типа (11 $\bar{1}$) или (200)). В такой ситуации обсуждаемые эффекты МБД, по-видимому, будут отсутствовать.

3. Обсуждение

Период осцилляций Фабри–Перо может быть оценен в приближении сплошной среды, когда ФК-пленка рассматривается как однородная диэлектрическая пластина. В этом случае период осцилляций дается выражением

$$\Delta\left(\frac{a_{00}}{\lambda}\right)_{\text{F-P}} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2\theta}(\sqrt{2/3}(N_{\text{ml}} - 1) + 1)}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = \varepsilon_a f + \varepsilon_b(1 - f)$ — средняя диэлектрическая проницаемость ФК, состоящего из сфер с диэлектрической проницаемостью ε_a (для полистирола $\varepsilon_a = 2.522$) и пор с диэлектрической проницаемостью ε_b (для вакуума)

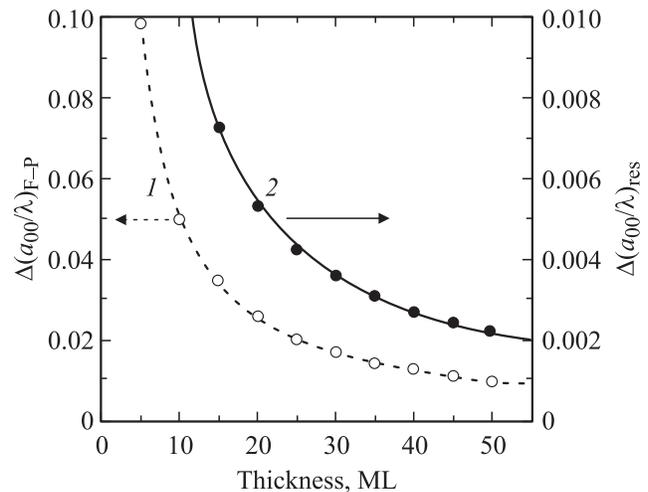


Рис. 2. Зависимости периодов осцилляций типа Фабри–Перо в нерезонансном $\Delta(a_{00}/\lambda)_{\text{F-P}}$ (1) и резонансном $\Delta(a_{00}/\lambda)_{\text{res}}$ (2) спектральных диапазонах от количества монослоев. Символы — расстояния между соседними интерференционными пиками в спектрах отражения. Штриховая и сплошная кривые рассчитаны с использованием формул (1) и (2) соответственно. a_{00} — расстояние между ближайшими сферами опалоподобной фотонно-кристаллической структуры, λ — длина волны света в вакууме.

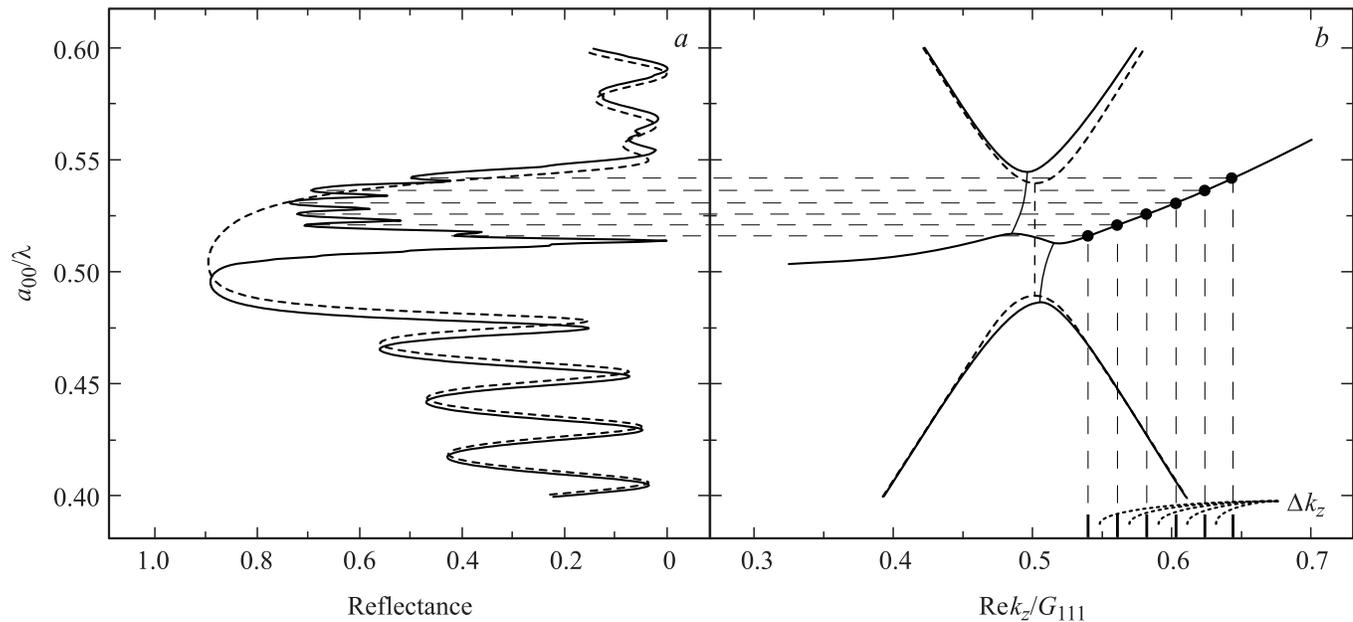


Рис. 3. Рассчитанные спектры брэгговского отражения света (а) и соответствующие энергетические спектры собственных мод электромагнитного поля (b) для фотонно-кристаллической пленки толщиной 20 монослоев, состоящих из сфер полистирола диаметром $a_{00} = 300$ nm. Угол падения $\theta = 57^\circ$. Штриховые кривые — для дифракции света только на одной системе кристаллических плоскостей (111), сплошные — для дифракции света одновременно на двух системах кристаллических плоскостей (111) и (11 $\bar{1}$). G_{111} — минимальная длина вектора обратной решетки в направлении [111] (ось z).

$\varepsilon_b = 1$), f — коэффициент заполнения ФК-структуры материалом сферических частиц.

На рис. 2 кривая 1 показывает рассчитанный с использованием формулы (1) период осцилляций $(a_{00}/\lambda)_{F-P}$ в зависимости от толщины пленки, выраженной в количестве монослоев N_{ml} , где толщина каждого монослоя равняется 300 nm. На этом рисунке светлые кружки представляют собой периоды осцилляций вне резонансной области спектра, полученные из серии спектров брэгговского отражения, рассчитанных для разных толщин ФК-пленки в приближении трехзонного смешивания. Как видно, кривая 1, построенная с использованием формулы (1), хорошо аппроксимирует положение светлых кружков.

Как отмечалось выше, интерференционная „гребенка“ обусловлена исключительно многоволновой трехмерной дифракцией света. В приближении двухзонного смешивания (одномерной периодической структуры) такая структура не возникает (рис. 1, штриховая кривая). Короткопериодные осцилляции, наблюдающиеся в резонансном спектральном диапазоне, позволяют найти их период как функцию толщины пленки N_{ml} (рис. 2, темные кружки). Эта зависимость описывается гиперолой так, что период осцилляций $(a_{00}/\lambda)_{res}$ в резонансной области спектра отличается от соответствующего периода $(a_{00}/\lambda)_{F-P}$ в нерезонансной области на постоянный множитель, т. е. $(a_{00}/\lambda)_{F-P}/(a_{00}/\lambda)_{res} = const$.

Физическая причина возникновения короткопериодных осцилляций в резонансной области спектров отражения и пропускания становится понятной при сопоставлении таких спектров со спектром собственных

мод в области ФСЗ. На рис. 3 сравниваются между собой спектры брэгговского отражения (а) и соответствующие им дисперсионные кривые для собственных мод ФК (b). Конечная толщина ФК-пленки приводит к пространственному квантованию добавочных мод с низкой групповой скоростью, которое и определяет соответствующий период осцилляций в резонансной области спектра

$$\Delta \left(\frac{a_{00}}{\lambda} \right)_{res} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \frac{1/(2c)}{\sqrt{2/3}(N_{ml} - 1) + 1}, \quad (2)$$

где ω — частота света, k_z — проекция волнового вектора собственной моды на нормаль к поверхности, c — скорость света в вакууме.

При этом осцилляции в нерезонансной области спектра также могут быть описаны с точки зрения квантования собственных мод электромагнитного поля. В этом случае происходит квантование основной фотонной моды внутри ФК с показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon_0}$.

Как видно из рис. 2, кривая 2, построенная с использованием формулы (2), также хорошо аппроксимирует положение темных кружков, описывающих периоды осцилляций в резонансной области спектра, полученные из рассчитанных спектров брэгговского отражения. Квантование левого „крыла“ дополнительной моды также приводит к возникновению интерференционной структуры, которая проявляется менее отчетливо по сравнению со структурой спектра правого „крыла“. Такая асимметрия в проявлении интерференционных пиков обусловлена, с одной стороны, чрезвычайно малой групповой ско-

ростью моды на этом участке дисперсионной зависимости (период осцилляций мал). С другой стороны, этот диапазон частот соответствует резкому спаду на контуре коэффициента отражения. В результате такая структура проявляется в виде слабозаметных ступеней на спектральном контуре отражения.

Следует отметить, что дополнительная интерференционная структура возникает не только в диапазоне частот соответствующих ФСЗ. За пределами ФСЗ (в нерезонансной области спектра) данная структура проявляется в виде сложной формы спектрального контура, которая возникает в результате суперпозиции классической интерференционной структуры Фабри–Перо и дополнительной интерференционной структуры. Этот эффект хорошо заметен в спектрах пропускания типа приведенного на рис. 1, *b* в диапазоне длин волн 500–550 nm. Однако именно внутри ФСЗ данная структура оказывается наиболее ярко выраженной за счет того, что здесь не возбуждается основная фотонная мода, определяющая классические осцилляции Фабри–Перо.

Обсуждаемые для ФК явления в определенном смысле имеют общие черты с теми, которые наблюдаются в средах с пространственной дисперсией [22]. В обоих случаях необходимо учитывать дополнительные (добавочные) моды, что приводит к необходимости постановки дополнительных граничных условий. Однако, в отличие от сред с пространственной дисперсией, ФК-структуры не обязательно обладают нелокальным диэлектрическим откликом. Поэтому в общем случае ФК не могут быть отнесены к средам с пространственной дисперсией.

4. Заключение

Выполненные в настоящей работе исследования спектров брэгговского отражения и пропускания света для трехмерных опалоподобных ФК-пленок указывают на важную роль как эффектов, связанных с многоволновой дифракцией в таких кристаллах, так и интерференционных эффектов, обусловленных существованием границ раздела (внешних интерфейсов). Расчет спектров выполнен с использованием теории динамической дифракции, обобщенной на случай высокого диэлектрического контраста, в рамках приближения трехзонного смешивания.

Впервые теоретически показано существование в резонансной области спектра (в диапазоне частот, соответствующем ФСЗ) дополнительной короткопериодной интерференционной структуры (интерференционной „гребенки“) и предсказана возможность экспериментального наблюдения данной структуры в высококачественных ФК-пленках. Установлено, что такая интерференционная структура обусловлена существенно трехмерным (многоволновым) характером дифракции света в ФК, связана с интерференцией добавочных мод с низкой групповой скоростью и возникает в результате пространственного квантования добавочных мод.

Список литературы

- [1] E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John. Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter. Phys. Rev. Lett. **63**, 1950 (1989).
- [4] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa. J. Photochem. Photobiol. C **2**, 35 (2001).
- [5] C. López. Adv. Mater. **15**, 1679 (2003).
- [6] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. Photonic crystals: molding the flow of light. 2nd ed. Princeton University Press, Princeton–Oxford (2008). 286 p.
- [7] K. Sakoda. Optical properties of photonic crystals. Springer Ser. in Optical Sciences. V. 80. 2nd ed. Springer, Berlin–Heidelberg–N.Y. (2005). 253 p.
- [8] H.M. van Driel, W.L. Vos. Phys. Rev. B **62**, 9872 (2000).
- [9] S.G. Romanov, T. Maka, C.M. Sotomayor-Torrès, M. Müller, R. Zentel, D. Cassagne, J. Manzanares-Martínez, C. Jouanin. Phys. Rev. E **63**, 056 603 (2001).
- [10] J.F. Galisteo-López, E. Palacios-Lidón, E. Castillo-Martínez, C. López. Phys. Rev. B **68**, 115 109 (2003).
- [11] A. Tikhonov, J. Bohn, S.A. Asher. Phys. Rev. B **80**, 235 125 (2009).
- [12] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, M. Inoue, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **73**, 033 103 (2006).
- [13] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue. Phys. Rev. B **76**, 014 305 (2007).
- [14] B.W. Batterman, H. Cole. Rev. Mod. Phys. **36**, 681 (1964).
- [15] S.-L. Chang. Multiple diffraction of X-rays in crystals. Springer Ser. in Solid-State Sciences. V. 50. Springer, Berlin–Heidelberg–N.Y. (1984). 300 p.
- [16] A.V. Sel'kin. Proc. of 12th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“. St. Petersburg (2004). P. 111.
- [17] V.G. Fedotov, A.V. Sel'kin, A.Yu. Men'shikova, N.N. Shevchenko, A.V. Yakimanskiy. Proc. of 17th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“. Minsk (2009). P. 109.
- [18] К.Б. Самусев, Г.Н. Юшин, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов. ФТТ **50**, 1230 (2008).
- [19] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, P.B. Lim, A.V. Sel'kin, G. Yushin, M.F. Limonov. Phys. Rev. Lett. **99**, 063 906 (2007).
- [20] A.V. Baryshev, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, K.B. Samusev, D.E. Usvyat, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **70**, 113 104 (2004).
- [21] А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко. ФТТ **49**, 2010 (2007).
- [22] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1965). 376 с.