

Фотонные кристаллы с контрастом на затухании в иммерсионной среде

© С.Г. Ерохин^{*,**}, А.А. Лисянский^{**}, А.М. Мерзликин^{***},
А.П. Виноградов^{***}, А.Б. Грановский^{*}

* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

** Queens College, CUNY,
New York, USA

*** Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
Москва, Россия

E-mail: granov@magn.ru, erokhin.sergey@gmail.com

(Поступила в Редакцию 28 апреля 2009 г.)

Рассмотрены оптические свойства одномерного фотонного кристалла, в котором контраст импеданса слоев достигается за счет различия не в действительных, а в мнимых частях диэлектрических проницаемостей слоев. Рассчитаны спектральные зависимости коэффициентов пропускания, отражения и поглощения света такого кристалла конечной толщины в случае, когда он помещен в иммерсионную среду с тем же значением действительной части диэлектрической проницаемости, что и в слоях фотонного кристалла. Показано, что, хотя в таких структурах запрещенные зоны не образуются, имеются их признаки (следы), в окрестности которых оптические свойства могут сильно отличаться от гомогенизированного случая.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00874, 07-02-91583, 08-02-91205), фонда Династия, AFSOR (грант N FA9550-07-1-0391).

1. Введение

Фотонными кристаллами (ФК) принято называть структуры, в которых диэлектрическая проницаемость (ДП) периодически модулирована в одном, двух или трех направлениях, причем обычно рассматривается модуляция действительной части ДП [1–3]. Определяющим свойством ФК является наличие запрещенных зон. Именно на частотах вблизи запрещенных зон наблюдаются свойства ФК, отличающие их от обычных природных оптических кристаллов и служащие основой всех приложений ФК [1–3]. ФК изготавливают из диэлектрических материалов с малыми потерями, так как потери приводят к размытию запрещенных зон вплоть до полного их исчезновения. Наименее чувствительными к потерям являются одномерные ФК, известные более 50 лет и широко используемые как многослойные интерференционные покрытия [4]. Такие ФК состоят из слоев, толщины которых сравнимы с длиной волны падающего света причем контраст (отношение ДП слоев) определяется различием действительных частей ДП слоев, а мнимые части ДП пренебрежимо малы.

В работе [5] нами рассмотрен другой предельный случай одномерных ФК, в которых действительные части ДП слоев тождественны, а контраст импеданса слоев достигается за счет различия не действительных, а мнимых частей ДП слоев. Такие ФК построены на контрасте затухания. В традиционных ФК запрещенные зоны образуются за счет резонансного брэгговского отражения. Ширина запрещенных зон определяется добротностью резонанса и пропорциональна контрасту действительных

частей ДП (точнее, их Фурье-компонент). Казалось бы, поскольку отражение от слоев определяется различием импеданса слоев, для образования запрещенных зон не принципиально, за счет действительной или мнимой части ДП формируется контраст импеданса слоев. Однако в ФК, где контраст импеданса слоев достигается лишь за счет различия мнимых частей ДП, ширина запрещенных зон, согласно формальному решению, оказывается чисто мнимой величиной [6]. Поэтому построенная на контрасте затухания периодическая структура не имеет четко выраженных запрещенных зон, хотя и обладает аномальными оптическими свойствами при определенных частотах [5]. Так как при наличии потерь электромагнитная волна в ФК распространяется на конечное расстояние, в работе [5] был рассмотрен ФК конечной толщины, помещенный в воздухе. Отличие действительной части ДП такого ФК (одинаковой для всех составляющих его слоев) от ДП окружающей среды (воздуха) приводит к осцилляциям коэффициентов пропускания и отражения, которые являются следствием отражения световой волны от внешних границ ФК, что значительно затрудняет анализ прохождения или отражения света в ФК, построенном на контрасте затухания. В настоящей работе рассмотрен ФК с контрастом на затухании, помещенный в иммерсионную среду, т.е. в среду с тем же значением действительной части ДП, что и у ФК. Это позволяет избежать интерференционных эффектов, связанных с внешними границами ФК и выявить механизмы появления аномалий в оптических свойствах таких структур.

2. Модель

Хорошо известно, что в полупространстве, заполненном однородной поглощающей средой, амплитуда распространяющейся в глубь волны экспоненциально убывает (закон Бугера–Ламберта–Бэра) при всех длинах волн. В ФК с контрастом действительной части ДП в областях длин волн внутри запрещенной зоны волна не распространяется, т.е. прохождение света резко уменьшается до нулевого значения даже при отсутствии поглощения. Пусть теперь волна распространяется через конечный образец, в котором периодически чередующиеся слои имеют одинаковые действительные части ДП, но разные мнимые части.

Рассматриваемый ФК состоит из N периодов. Каждый период (элементарная ячейка ФК) состоит из двух слоев с толщинами d_1 и d_2 и диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , причем $\text{Re}(\varepsilon_1) = \text{Re}(\varepsilon_2) = \varepsilon$. Для упрощения анализа явлений первый слой выбран бездиссипативным $\text{Im}(\varepsilon_1) = 0$. Данный ФК помещен в иммерсионную бездиссипативную среду, у которой ДП совпадает с реальной частью ДП ФК ε .

Для сравнения будем рассматривать гомогенизированный (однородный) слой той же толщины, что и ФК, и в среднем с теми же потерями, также помещенный в иммерсионную среду. Таким образом, ДП гомогенизированного слоя ε_{eff} подбирается так, чтобы усредненные свойства обоих образцов совпадали: $\varepsilon_{\text{eff}} = \langle \varepsilon \rangle$, что дает в нашем случае

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon + i\text{Im}(\varepsilon_2)d_2/(d_1 + d_2). \quad (1)$$

Данное приближение достаточно хорошо описывает свойства ФК в длинноволновом (вплоть до первой запрещенной зоны) приближении [7].

Блоховские волновые числа рассчитывались по известной формуле Рытова [7,8]

$$\cos k_B d = \cos k_1 d_1 \cos k_2 d_2 - \frac{k_1^2 + k_2^2}{2\sqrt{k_1 k_2}} \sin k_1 d_1 \sin k_2 d_2, \quad (2)$$

где

$$k = \frac{\omega}{c}, \quad d = d_1 + d_2, \quad k_n = k\sqrt{\varepsilon_n}$$

(ω и c — соответственно частота и скорость света). Расчет полей внутри и вне образцов был проведен методом трансфер-матриц [7].

Для определенности при расчетах было принято, что $N = 30$, $d_1 = 70$ nm, $d_2 = 30$ nm, $\varepsilon_1 = 1.0 - 0.0i$, $\varepsilon_2 = 1.0 - 0.1i$. Таким образом, иммерсионная среда — вакуум, и импеданс слоев практически совпадает с входным импедансом, что позволяет почти полностью избавиться от осцилляций коэффициентов прохождения и отражения, связанных с отражением от внешних границ ФК. При этом оптическая длина периода nd , если ее рассчитать в пренебрежении потерями, совпадает с физической длиной периода d , что существенно упрощает анализ.

3. Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 1 приведены результаты расчета коэффициентов прохождения T , отражения R и поглощения A света в такой структуре в зависимости от длины волны падающего света (по определению, $A = 100\% - T - R$). Все наблюдаемые пики в спектральных зависимостях

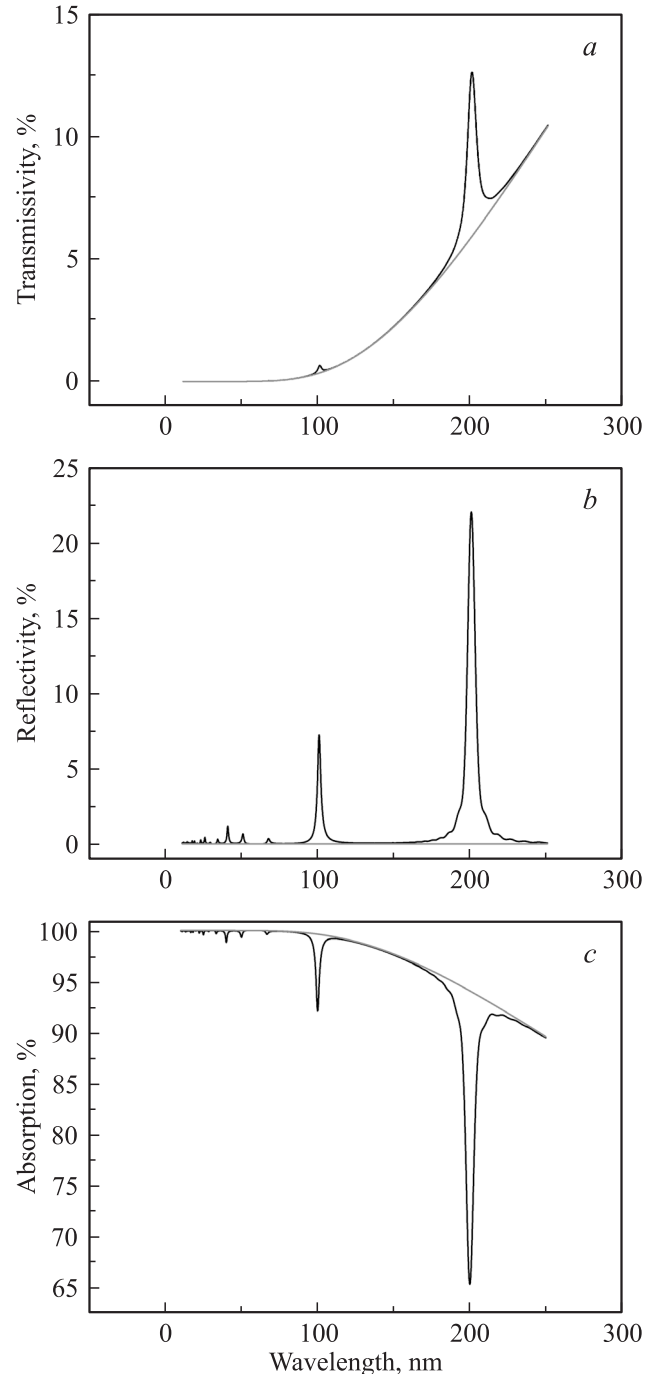


Рис. 1. Зависимости коэффициентов прохождения (а), отражения (б) и поглощения (с) света ФК с контрастом на затухании от длины волны падающего света.

связаны исключительно с периодичностью затухания в рассматриваемом случае и не замаскированы, как в [5], интерференционными явлениями, связанными с внешними границами ФК. Следует отметить, что отклонения от гомогенизированного случая отнюдь не малы и наиболее ярко наблюдаются в спектре коэффициента поглощения. Так, на рис. 1 на графике коэффициента пропускания видны только два резонанса, в то время как в том же масштабе в спектральной зависимости коэффициента поглощения имеется серия пиков. Отражение от гомогенизированного слоя составляет менее 0.01% в силу очень малого отличия ДП вещества слоя $\epsilon = 1.0 - 0.03i$ от вакуума. Интересным представляется и ранее не отмечавшееся обстоятельство, заключающееся в том, что в областях резонансов одновременно возрастает и пропускание, и отражение.

Результаты, приведенные на рис. 2, доказывают, что положения пиков на рис. 1 в точности соответствуют тем частотам, где, согласно формуле Рытова (2), имеет место конструктивная интерференция, и должны были бы образовываться запрещенные зоны. На рис. 2 представлены результаты расчета коэффициента поглощения и функции (2). На всех рисунках положения пиков совпадают с областями выхода функции (2) за единицу. Это означает, что при данных частотах блоховские волновые числа — чисто мнимые величины, и волны являются эванесцентными. Два самых значительных пика на длинах волн 100 и 200 нм соответствуют одной и двум оптическим (и физическим) длинам периода. Резонансы на длинах волн больше удвоенной оптической длины не наблюдаются (рис. 2, *b*), так как в силу конечности ФК более длинным волнам „не хватает“ оптического пути для формирования резонанса, и они поэтому не успевают „увидеть“ периодическую структуру.

Итак, как следует из рис. 2, аномалии оптических свойств имеют место при тех частотах, где должны были образовываться запрещенные зоны. Сравним зонную структуру и индекс Ляпунова (мнимая часть волнового числа) ФК с контрастом на затухании (рис. 3, *a*) и ФК с контрастом на действительной части ДП (рис. 3, *b*) при одних и тех же значениях контраста модуля импеданса

$$|Z_{21}| = \left| \frac{Z_1}{Z_2} \right| = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} \right| = 1.0025$$

(для ФК с контрастом на действительной части ДП в этом случае $\epsilon_1 = 1.0$, $\epsilon_2 = 1.005$). Из рис. 3 следует, что если для ФК с контрастом на действительной части ДП в окрестности 100 нм образуется четко выраженная запрещенная зона, то для ФК с контрастом на затухании имеются только ее признаки (следы). Следует отметить аналогию зонной структуры ФК с контрастом на затухании (рис. 3, *a*) с зонной структурой бесщелевых полупроводников.

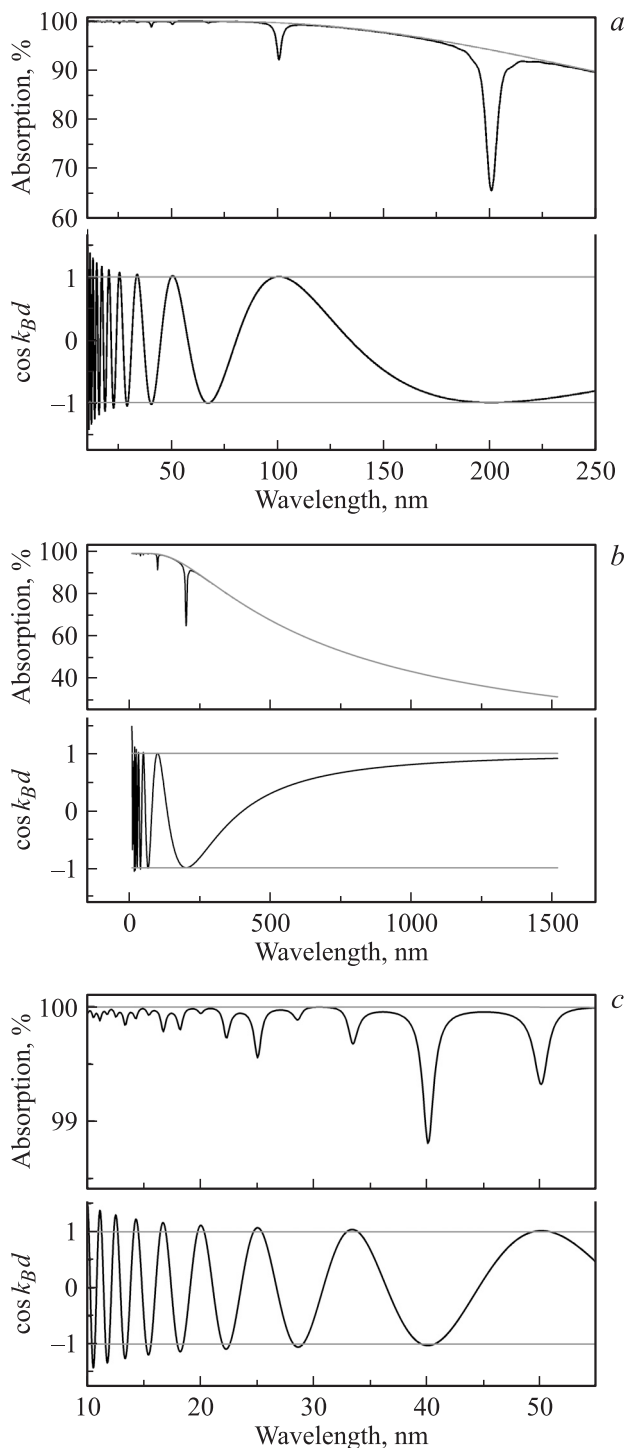


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения и решения Рытова для ФК с контрастом на затухании от длины волны падающего света. Части *a–c* соответствуют разным участкам зависимостей и различаются масштабом по оси абсцисс.

Отсутствие отражения на внешних границах образца позволяет наглядно увидеть и различие в распределении поля электромагнитной волны в рассматриваемом ФК и в гомогенизированном слое. Рис. 4 демонстрирует распределение электрического поля на трех длинах волн.

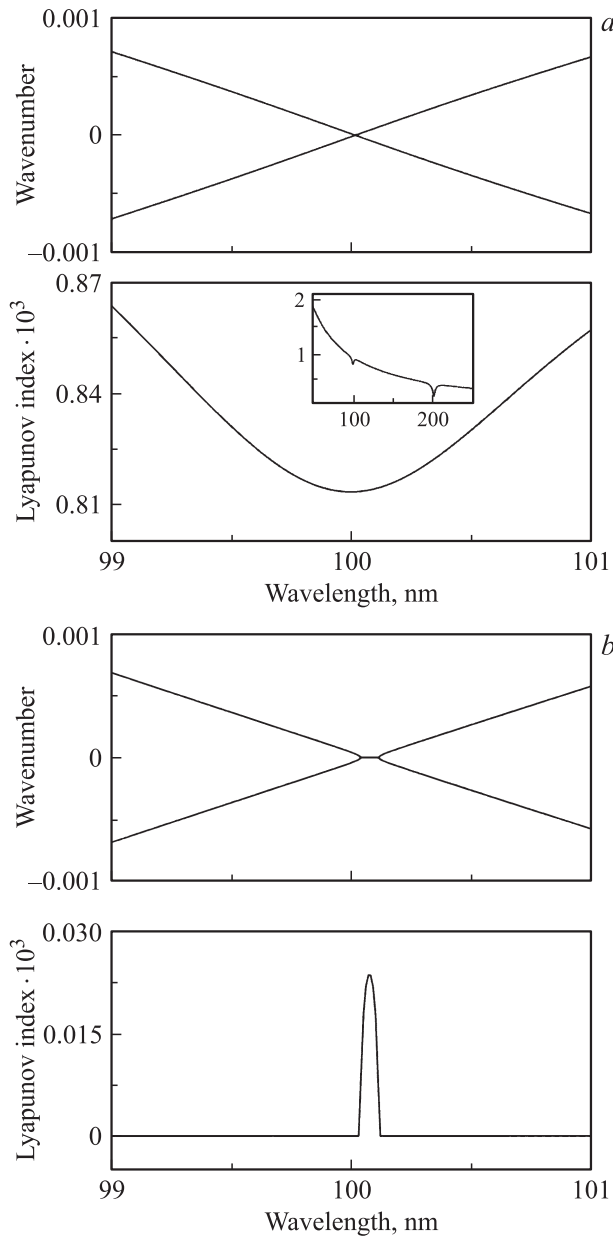


Рис. 3. Зонная диаграмма и зависимость индекса Ляпунова от длины волны для ФК с контрастом на затухании (a) и контрастом на действительной части диэлектрической проницаемости (b). На вставке (часть a) — зависимость индекса Ляпунова в более широком диапазоне длин волн; единицы измерения по осям те же, что на основной части рисунка.

На длине волны 200 nm можно наблюдать значительное различие в распределении поля для периодической и гомогенизированной систем (разница в коэффициентах отражения в этом случае превышает 20%). В резонансе на длине волны 100 nm это различие меньше, поэтому разница в коэффициентах отражения составляет только 5%. Распределение поля на нерезонансных длинах волн иллюстрирует рис. 4, c (для длины волны 150 nm). Здесь различия в распределениях поля настолько малы, что не приводят к изменению отражения или пропускания.

Очевидно, что амплитуды аномалий оптических свойств в ФК на контрасте затухания зависят от этого контраста. С увеличением контраста отклонения от гомогенизированного случая сначала возрастают, но затем начинают падать, так как при сильном затухании в силу конечности ФК волна не проходит через образец. Оптимальное значение контраста затухания зависит от толщины ФК, и выше был рассмотрен именно тот случай, когда все эффекты выражены в наибольшей степени.

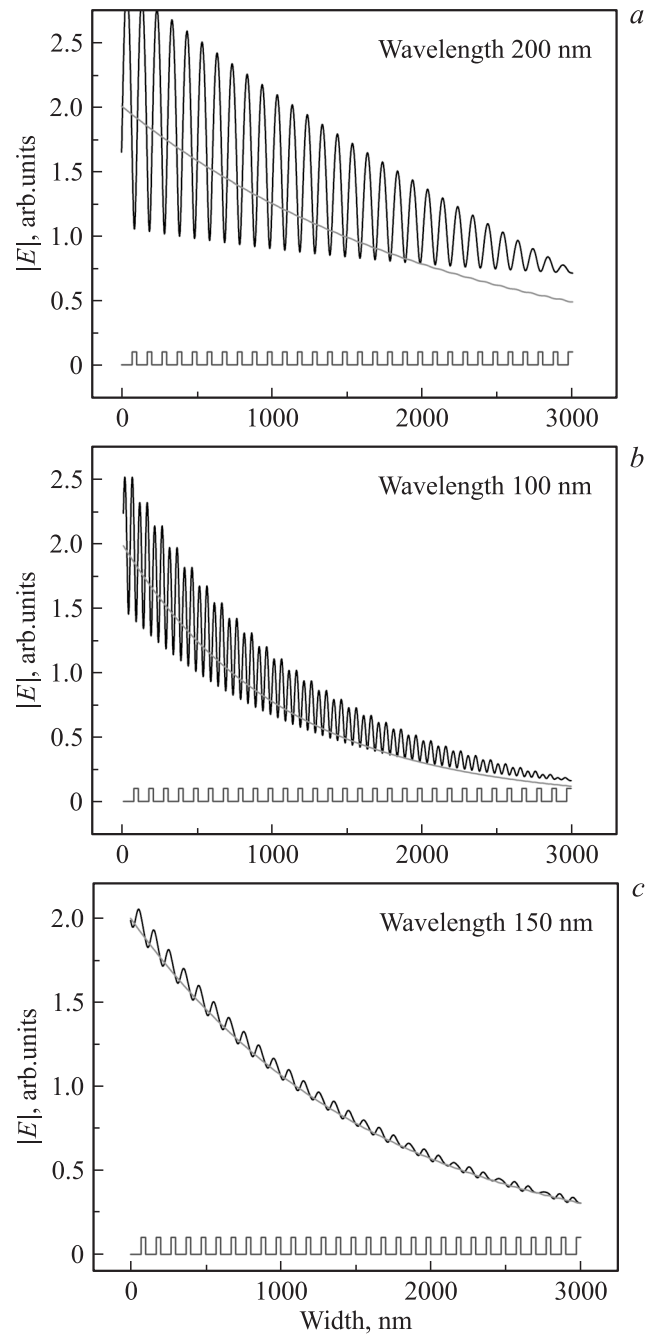


Рис. 4. Распределение электрического поля на резонансных и нерезонансных длинах волн. Осциллирующие кривые — периодическая система, монотонно убывающие — гомогенизированная система.

4. Заключение

Таким образом, в ФК, построенном на контрасте затухания, имеются признаки (следы) запрещенных зон, обусловленных интерференцией волн при периодически модулированном импедансе. Эти признаки проявляются в значительных отклонениях коэффициентов прохождения, отражения и затухания от гомогенизированного случая. Причиной этих отклонений является перераспределение электрического поля внутри ячейки ФК. Прохождение света оказывается зависимым от характера распределения поглощающих центров в образце. Высказанное утверждение достаточно очевидно. Действительно, представим, что в однородный и прозрачный образец, в котором распространяется волна, и поэтому имеются максимумы и минимумы электрического поля, вставлен дельта-слой поглощающих центров. Тогда, если этот дельта-слой расположен в области максимума поля, поглощение будет существенно больше, чем когда этот слой будет расположен в области нулевых значений поля. Подобное же происходит и в рассмотренных в настоящей работе ФК. Но вдали от областей конструктивной интерференции, которые могут быть найдены с помощью решения Рытова, эти эффекты пренебрежимо малы.

Отметим, что рассмотренная ситуация вполне реализуема в эксперименте либо последовательным напылением двух разных материалов с одинаковыми показателями преломления, либо путем создания в однородном материале периодически расположенных центров затухания. Последнего можно достичь имплантацией или фотосенсибилизацией. Интересной могла бы быть структура, содержащая периодическую последовательность квантовых ям с высокой прозрачностью на определенной рабочей длине волны. При облучении такой структуры на длине волны резонанса экситонов квантовых ям возникло бы затухание в квантовых ямах, что привело бы к изменению прозрачности системы на рабочей длине волны. Таким образом, данная структура была бы управляемым светом модулятором излучения.

Список литературы

- [1] J. Joannopoulos, R. Meade, J. Winn. Photonic crystals. Princeton University Press, Princeton (1995).
- [2] K. Sakoda. Optical properties of photonic crystals. Springer, Berlin (2001).
- [3] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky. J. Phys. D **39**, R 151 (2006).
- [4] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov. Opt. Commun. **259**, 700 (2006).
- [5] S.G. Erokhin, A.A. Lisiansky, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Granovsky. Phys. Rev. B **77**, 233 102 (2008).
- [6] А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах. Мир, М. (1987).
- [7] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1973).
- [8] С.М. Рытов. Акуст. журн. **2**, 71 (1956).