

Плазмонно-волноводные поляритоны в металлодиэлектрических фотонно-кристаллических слоях

© Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, А. Крист*, Й. Куль*, Х. Гиссен**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
117942 Москва, Россия

* Отделение физики твердого тела, Институт им. Макса Планка,
Штутгарт, Германия

** Институт прикладной физики, Университет г. Бонн,
Бонн, Германия

E-mail: tikh@gpi.ru

Теоретически и экспериментально исследованы оптические свойства решеток металлических (золотых) нанонитей на диэлектрической подложке. В зависимости от структуры подложки в спектрах пропускания таких планарных металлодиэлектрических фотонных кристаллов наблюдаются два типа аномалий Вуда. Дифракционные аномалии, или аномалии Рэлея, связаны с открытием (при увеличении частоты падающего света) каналов дифракции в подложку или воздух. Если же в подложке имеется волновод, возможно образование второго типа аномалий Вуда (резонансных аномалий), связанных с возбуждением в подложке приповерхностных резонансных мод. Взаимодействие таких приповерхностных квазиволноводных мод с локализованными плазмонными возбуждениями приводит к образованию плазмонно-волноводных поляритонов. Эффект сопровождается сильной перестройкой оптического спектра и может быть использован для управления фотонными зонами фотонно-кристаллического слоя.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, Минпромнауки РФ и Президиума РАН.

Фотонными кристаллами называются структуры с пространственно-периодической диэлектрической проницаемостью (период порядка длины волны света). Бурный рост исследований таких структур начался после появления работ [1,2]. Характерная особенность оптических спектров фотонных кристаллов — образование фотонных запрещенных зон (см., например, [3,4]). Помимо трехмерных фотонных кристаллов весьма интересными структурами являются одномерно- или двумерно-периодические слои фотонных кристаллов, вертикальная геометрия которых может быть произвольно сложной [5–7]. Фотонно-кристаллические слои могут быть изготовлены современными методами послойной литографии, их оптические свойства представляют практический интерес в связи с потенциальной интегрируемостью с микроэлектроникой.

Следует иметь в виду, что исследования фотонных кристаллов в действительности начались задолго до возникновения этого термина. Например, задача о влиянии образования фотонной запрещенной зоны на время излучательных атомных переходов была рассмотрена Быковым [8]. Еще раньше началось исследование фотонно-кристаллических слоев, которые по существу являются дифракционными решетками. В частности, основные особенности оптических спектров дифракционных решеток называются аномалиями Вуда, поскольку впервые были исследованы в классической работе [9].

При наличии в системе оптически активных электронных резонансов поведение фотонных кристаллов существенно обогащается благодаря образованию связанных электронных и фотонных резонансов — поля-

ритонов. Такие фотонные кристаллы принято называть поляризонными. В поляризонных кристаллах появляется возможность одновременно управлять электронными и фотонными резонансами. В зависимости от типа электронного резонанса выделяют экситон-поляритонные кристаллы (с наноструктурированными полупроводниками) и плазмон-поляритонные кристаллы (с наноструктурированными металлами). Первой исследованной разновидностью экситон-поляритонных кристаллов были так называемые брэгговские сверхрешетки [10–12], т.е. вертикально-слоистые одномерно-периодические структуры. Другая разновидность экситон-поляритонных кристаллов — фотонно-кристаллические слои с наноструктурированными полупроводниками в плоскости слоя [13–16].

Системы с решетками отверстий (или других диэлектрических включений) в тонких металлических пленках являются одной из реализаций плазмон-поляритонных фотонных кристаллов. В таких системах недавно было обнаружено так называемое аномально большое пропускание света решетками отверстий с размерами, меньшими волны света [17]. Физическое объяснение этого эффекта связано с поведением поверхностных плазмонов в металле, которые возбуждаются благодаря брэгговским резонансам на решетке отверстий. Собственно, для наблюдения такого резонансного пропускания не нужно и отверстий: достаточно иметь периодическую модуляцию металлического слоя и чтобы толщина металла где-нибудь становилась достаточно малой сравнимой с толщиной скин-слоя [18]. В последнее время весьма активно обсуждаются возможности использова-

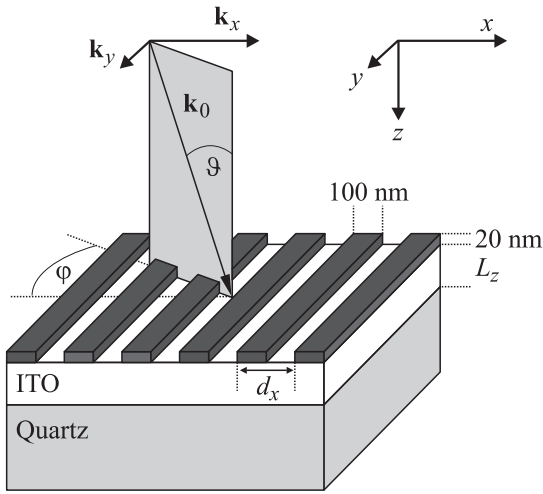


Рис. 1. Схематическое изображение металлодиэлектрического фотонного кристалла, состоящего из решетки золотых нитей, нанесенных на поверхность волновода из оксида индий-олова (ITO) на кварцевой подложке. Наклонная стрелка показывает направление падения света при измерении спектра пропускания, заданное углом падения ϑ и азимутальным углом ϕ . Волновой вектор падающего фотона (частоты ω) в вакууме \mathbf{k}_0 ($k_0 = \omega/c$) имеет горизонтальные проекции $k_x = k_0 \sin \vartheta \cos \phi$ перпендикулярно нитям и $k_y = k_0 \sin \vartheta \sin \phi$ вдоль нитей.

ния поверхностных плазмонов для нанооптики высокого разрешения, нанополитографии и других приложений (см., например, [19]).

Другая возможная реализация поляризонных фотонных кристаллов строится на основе решеток из металлических наноточек [20] или нанонитей [21]. Однако в отличие от рассмотренных выше поверхностных плазмонов в сплошных металлических слоях с периодическими диэлектрическими включениями (или в группах тесно примыкающих друг к другу металлических частиц) в данном случае это плазмоны, локализованные в металлических наночастицах с размерами много меньшими длины волны света. Причем в случае локализованных плазмонов благодаря их большой поляризуемости наблюдаются даже значительно более сильные резонансные явления.

Схематическое изображение металлодиэлектрической структуры из решетки металлических (золотых) нанонитей на диэлектрической подложке показано на рис. 1. Золотые нанонити нанесены на слой оксида индий-олова (ITO) на кварцевой подложке. Экспериментально измеренные спектры экстинкции $-\ln T$ (где T — коэффициент пропускания) для системы с периодом $d_x = 450$ nm при нормальном падении света с поляризацией вдоль (TE) и поперек (TM) нитей представлены на рис. 2. На рис. 2, *a* и *b* соответственно представлены спектры, измеренные в системе, не поддерживающей и поддерживающей волноводные моды в показанной области спектра. Широкий максимум на частоте 1.8 eV, видимый в TM-поляризации, отвечает

возбуждению плазмона, локализованного в нанонити. Типичное распределение электрического поля локализованного плазмона в области нанонити показано на рис. 3. Характерным признаком локализованного плазмона является ярко выраженный дипольный характер распределения поля в ближневолновой зоне вне нити; при этом поле внутри нити почти однородно. Отме-

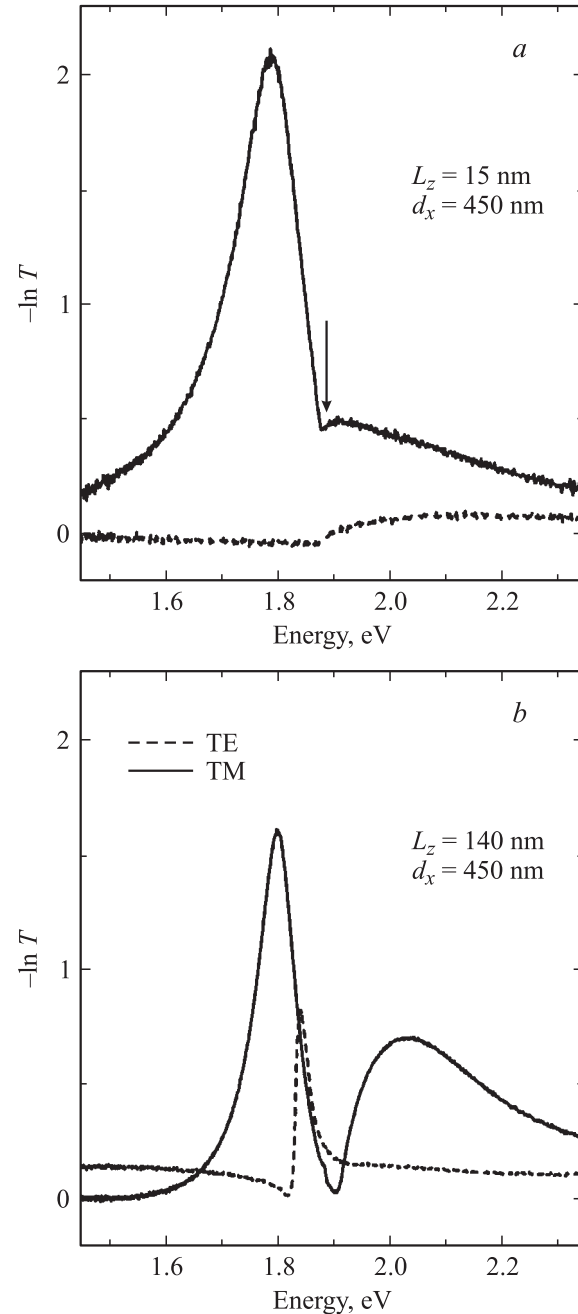


Рис. 2. Спектры экстинкции $-\ln T$ (T — пропускание) для структур с периодом $d_x = 450$ nm на тонком (*a*) и толстом (*b*) слое ITO, измеренные при нормальном падении света $\vartheta = \phi = 0$. Сплошные и штриховые линии отвечают TM и TE-поляризациям соответственно (магнитное и электрическое поле вдоль нитей). Стрелка на части *a* показывает положение дифракционной (рэлеевской) аномалии.

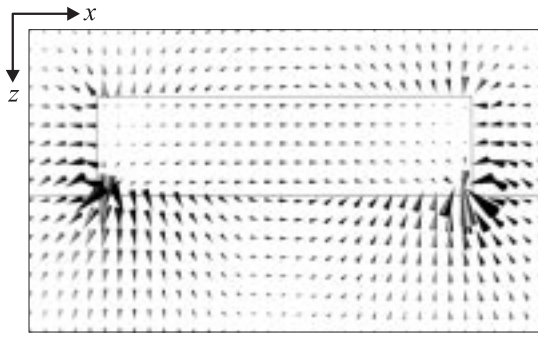


Рис. 3. Распределение электрического поля в области металлической нити вблизи плазмонного резонанса. Возбуждающая плазмон плоская электромагнитная волна имеет ТМ-поляризацию (электрическое поле направлено вдоль оси $0x$, перпендикулярно нити) и падает сверху (углы падения $\vartheta = \phi = 0$, см. рис. 1). Прямоугольник в центре соответствует поперечному сечению нити, область под нанонитью — ГТ-волновод. Длина и ориентация конусов показывают величину и направление электрического поля в центре конуса.

тим также значительное усиление поля вблизи углов нанонити. В ТЕ-поляризации (электрическое поле вдоль нити) локализованные плазмоны не возбуждаются. На высокочастотном крыле плазмонного резонанса видна дифракционная аномалия Вуда, связанная с открытием при увеличении частоты падающего света канала дифракции в подложку (см. стрелку на рис. 2, *a*). Подобные особенности корневого типа обычно проявляются в виде излома на спектральных зависимостях.

В том случае, если подложка поддерживает волноводные моды, спектры экстинкции претерпевают значительные изменения (рис. 2, *b*). В ТЕ-поляризации эти изменения проще: при нормальном падении возникает узкий пик, который сдвигается в область меньших частот при увеличении периода структуры. Такое поведение отчетливо видно на рис. 4, *a, b* (штриховые линии). Узкий пик связан с резонансным возбуждением в волноводе стоячей волны, образованной TE_0 -волноводными модами с брэгговскими волновыми векторами $\pm 2\pi/d_x$. Таким

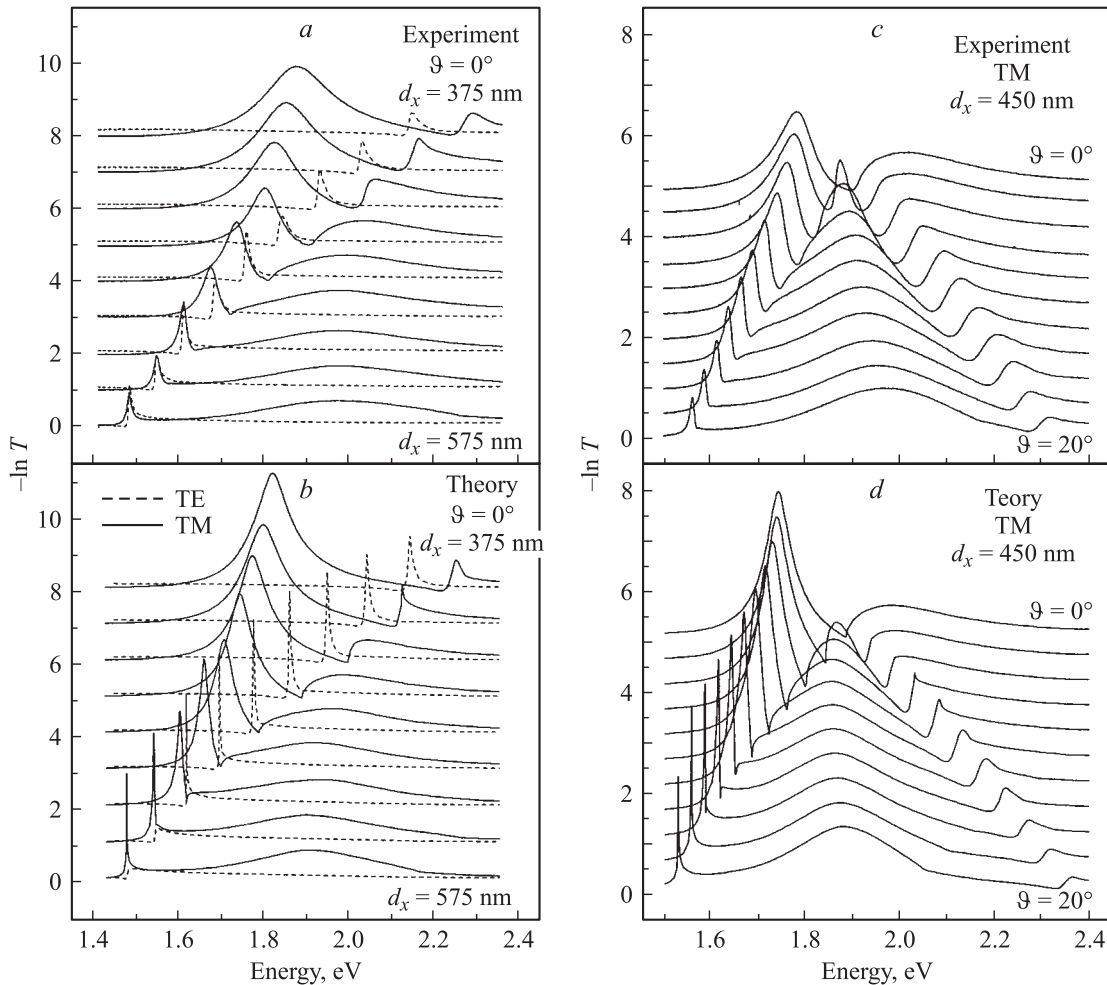


Рис. 4. Спектры экстинкции $-\ln T$ (T — пропускание), измеренные (*a, c*) и рассчитанные (*b, d*) методом матрицы рассеяния для случая плоскости падения света, перпендикулярной нанонитям ($\phi = 0$). Показаны зависимости от периода структуры $d_x = 375\text{--}575\text{ nm}$ с шагом 25 nm при нормальном падении света $\vartheta = 0$ (*a, b*) и от угла падения $\vartheta = 0\text{--}20^\circ$ с шагом 2° для структуры с периодом $d_x = 450\text{ nm}$ (*c, d*). Сплошные и штриховые линии отвечают ТМ- и ТЕ-поляризациям соответственно (магнитное и электрическое поле вдоль нитей). Нижние спектры на каждой панели показаны в правильном масштабе, все остальные спектры сдвинуты вверх эквидистантно.

образом, это так называемая резонансная аномалия Вуда, обусловленная падающей волной квазиволноводных мод в фотонно-кристаллическом слое. Подробный анализ поведения квазиволноводных мод в фотонно-кристаллических слоях можно найти в работе [22] (см. также ссылки в ней).

Поведение такой стоячей волны с изменением периода структуры или угла падения света можно понять, пользуясь приближением пустой решетки для одномерного фотонно-кристаллического слоя (рис. 5). Видно, что сворачивание законов дисперсии TE_0 -моды в первую зону Бриллюэна (ср. линии $4'$ и 4 на рис. 5) приводит к брэгговскому резонансу в Γ -точке, который при увеличении периода (т.е. при уменьшении величины первой зоны Бриллюэна) сдвигается в область меньших энергий (ср. рис. 5, *a* и *b* для $d_x = 300$ и 450 nm соответственно).

Поведение спектров в ТМ-поляризации значительно сложнее. Оно связано с взаимодействием TM_0 -квазиволноводных мод (линии $5'$ и 5 на рис. 5) с локализованным плазмонам в нанонитях (горизонтальные линии 6). В приближении пустой решетки отчетливо видно, что такой резонанс можно ожидать для периода структуры $d_x \sim 450$ nm, если частота локализованного плазмона составляет порядка 1.8 eV. Действительно, на рис. 4 отчетливо видно антипересечение этих двух резонансов в области $d_x \sim 450$ nm, сопровождающееся образованием плазмонно-волноводного поляритона [21].

При наклонном падении света поведение спектров эксинкции становится более сложным из-за возникновения третьего резонанса (рис. 4, *c*, *d*). Последний отвечает возбуждению моды, которая становится антисимметричной в центре зоны Бриллюэна и поэтому не видна при нормальном падении света.

Таким образом, если диэлектрическая подложка поддерживает волноводные моды, возможно образование второго типа аномалий Вуда — аномалий резонансного типа, связанных с возбуждением в подложке приповерхностных квазиволноводных мод. Резонансное взаимодействие таких приповерхностных волноводных мод с локализованными плазмонными возбуждениями приводит к образованию плазмонно-волноводных поляритонов [21]. Эффект сопровождается сильной перестройкой оптического спектра и может быть использован для управления фотонными зонами фотонно-кристаллического слоя. Например, возможно образование перекрывающихся во всех поляризациях фотонных стоп-зон. Ввиду большой оптической силы плазмона в нанонити расщепление Раби в плазмонно-волноводном поляритоне может быть чрезвычайно большим (до 250 – 300 meV).

Для теоретического расчета спектров (рис. 4, *b*, *d*) был использован метод матрицы рассеяния [22]. Существенным обстоятельством является отсутствие в расчете подгонных параметров: геометрические размеры системы были измерены экспериментально, а частотные зависимости диэлектрических проницаемостей взяты из литературы (см. обсуждение в работе [21]). Видно, что метод матрицы рассеяния достаточно хорошо воспроизводит все качественные особенности поведения оптических спектров. Кроме того, метод позволяет рассчитать

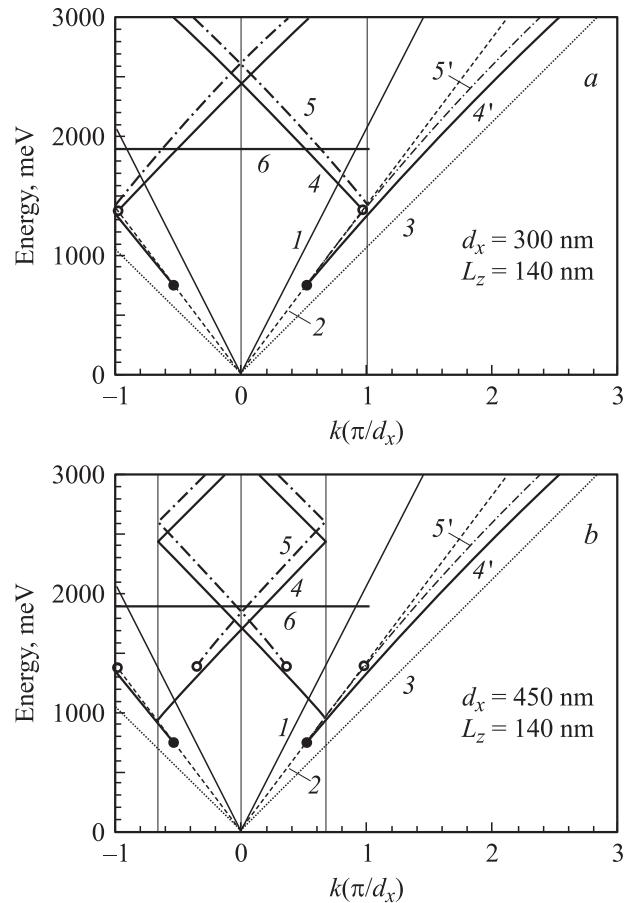


Рис. 5. Приближение пустой решетки для системы с периодом $d_x = 300$ (*a*) и 450 nm (*b*). Линии 1–3 показывают соответственно световые конусы в воздухе, кварце и ИТО, линии $4'$ и $5'$ отвечают дисперсиям TE_0 - и TM_0 -волноводных мод в ИТО-волноводе толщины $L_z = 140$ nm, линии 4 и 5 — TE_0 и TM_0 -модам, свернутым в первую зону Бриллюэна соответствующей решетки. Темные и светлые кружки — энергии отсечки TE_0 - и TM_0 -мод. Горизонтальная линия 6 отвечает энергии локализованного плазмона в нанонити.

распределение электромагнитных полей в ближневолновой области, что весьма существенно как для понимания физики происходящих в фотонно-кристаллическом слое процессов, так и для описания возможных нелинейно-оптических эффектов. Приведенный на рис. 3 пример распределения электрического поля в области металлической нанонити был рассчитан методом матрицы рассеяния.

По сравнению с часто используемым в физике фотонных кристаллов методом прямого конечно-разностного решения уравнений Максвелла во времени (FDTD — Finite Difference on Time Domain) метод матрицы рассеяния имеет значительные преимущества. Поскольку метод непосредственно связан с общей теорией рассеяния, он позволяет эффективно использовать такие общие свойства, как унитарность (для прозрачных сред), взаимность связанных обращением времени каналов рассеяния [23]. Метод матрицы рассеяния позволяет

развить резонансное приближение для описания оптических свойств фотонно-кристаллических слоев посредством вычисления резонансных фотонных мод с учетом реальной геометрии и состава структуры [23]. Кроме того, метод не требует таких значительных вычислительных ресурсов, как FDTD: в большинстве случаев достаточно персонального компьютера. Кроме того, он позволяет учесть произвольную частотную дисперсию диэлектрических проницаемостей составных материалов фотонного кристалла. Последнее наиболее важно в случае металлов. Еще одно преимущество метода — возможность непосредственного вычисления потерь на излучение. Недостатком метода является его медленная сходимость в случае металлов.

Список литературы

- [1] E. Yablonovitch. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987).
- [3] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn. *Photonic Crystals*. Princeton University, Princeton, N.J. (1995).
- [4] K. Sakoda. *Optical Properties of Photonic Crystals*. Springer (2001).
- [5] R. Zengerle. *J. Mod. Opt.* **34**, 1589 (1987).
- [6] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.E. Krauss, R.M. De La Rue, V. Bardinal, R. Houdré, U. Oesterle, D. Cassagne, C. Jouanin. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4147 (1997).
- [7] V.N. Astratov, D.M. Whittaker, I.S. Culshaw, R.M. Stevenson, M.S. Skolnick, T.F. Krauss, R.M. De La Rue. *Phys. Rev. B* **60**, R 16 255 (1999).
- [8] В.П. Быков. *ЖЭТФ* **62**, 505 (1972).
- [9] R.W. Wood. *Phil. Mag.* **4**, 396 (1902).
- [10] Е.Л. Ивченко, А.Н. Незвижский, С. Йорда. *ФТТ* **36**, 1156 (1994).
- [11] V.P. Kochereshko, G.R. Pozina, E.L. Ivchenko, D.R. Yakovlev, A. Waag, W. Ossau, G. Landwehr, R. Hellmann, E.O. Göbel. *Superlatt. Microstruct.* **15**, 471 (1994).
- [12] M. Hübner, J. Kuhl, T. Stroucken, A. Knorr, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4199 (1996).
- [13] L. Pilozzi, A. D'Andrea, R. Del Sole. *Phys. Rev. B* **54**, 10 763 (1996).
- [14] T. Fujita, Y. Sato, T. Kuitani, T. Ishihara. *Phys. Rev. B* **57**, 12 428 (1998).
- [15] A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, T. Fujita, T. Ishihara. *J. Phys. Soc. Jap.* **70**, 1137 (2001).
- [16] R. Shimada, A.L. Yablonskii, S.G. Tikhodeev, T. Ishihara. *IEEE J. Quant. Electron.* **38**, 872 (2002).
- [17] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff. *Nature* **391**, 667 (1998).
- [18] I. Avrutsky, Y. Zhao, V. Kochergin. *Opt. Lett.* **25**, 595 (2000).
- [19] W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen. *Nature* **424**, 824 (2003).
- [20] S. Linden, J. Kuhl, H. Giessen. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4688 (2001).
- [21] A. Christ, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, J. Kuhl, H. Giessen. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 183 901 (2003).
- [22] S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara. *Phys. Rev. B* **66**, 045 102 (2002).
- [23] N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, T. Ishihara. *Cond-mat/0403010* (2004).